

Technische Universität Dresden

**Entwurfsmethoden und Leistungsgrenzen
elektromechanischer Schallquellen
für Ultraschallanwendungen in Gasen
im Frequenzbereich um 100 kHz**

Stephan Leschka

von der Fakultät Elektrotechnik und Informationstechnik der Technischen Universität
Dresden

zur Erlangung des akademischen Grades eines

Doktoringenieurs

(Dr.-Ing.)

genehmigte Dissertation

Vorsitzender: Prof. Dr.-Ing. habil. K.-J. Wolter

Gutachter: Prof. Dr.-Ing. habil. G. Pfeifer

Prof. Dr.rer.nat. Dr.h.c. G. M. Sessler

Prof. Dr.-Ing. habil. R. Werthschützky

Tag der Einreichung: 18.12.2003

Tag der Verteidigung: 23.07.2004

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Analyse der Literatur alternativer Wandlerverfahren	3
2.1	Kapazitive Ultraschallwandler	3
2.2	Piezoelektrische Ultraschallwandler	7
2.2.1	Piezokeramische Ultraschallwandler	8
2.2.2	Piezopolymer-Ultraschallwandler	10
2.2.3	Pseudo-piezoelektrische Ultraschallwandler	12
2.3	Auswahl und Abgrenzung der untersuchten Ultraschallwandler	12
3	Netzwerkmodell der Streifenmembran und der gespannten Streifenplatte	15
3.1	Netzwerkmodell der Streifenmembran	15
3.1.1	Quasistatische Modellierung	15
3.1.2	Erweiterung zum dynamischen Modell	15
3.1.3	Einfluss des Diskretisierungsfehlers	17
3.2	Netzwerkmodell der ungespannten Streifenplatte	17
3.3	Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte	18
3.4	Gespannte und statisch druckbelastete Streifenplatte	19
3.4.1	Berechnung der quasistatischen Durchbiegungsfunktion	20
3.4.2	Dynamisches Verhalten bei der Schwingung um die quasistatische Durchbiegungsfunktion	21
4	Theoretische Untersuchung kapazitiver Resonanzwandler	24
4.1	Aufbau kapazitiver Resonanzwandler	24
4.2	Belastung im Resonanzbetrieb	25
4.3	Netzwerkmodell kapazitiver Resonanzwandler	26
4.4	Toleranzempfindlichkeit der Resonanzfrequenz	27
4.5	Kraftwirkung des elektrischen Feldes	29
4.5.1	Homogenes elektrisches Feld	30
4.5.2	Inhomogenes elektrisches Feld	31
4.5.3	Maximum der Kraft des elektrischen Feldes bei begrenzter Feldstärke	31
4.5.4	Abhängigkeit der Durchschlagfeldstärke von der Dicke der Luftschicht	32
4.6	Mechanisch-akustisches Übertragungsverhalten	32
4.6.1	Homogenes Kraftfeld	33
4.6.2	Harmonische linienförmige Einzelkraft	34
4.6.3	Inhomogenes Kraftfeld	34
4.6.4	Metall-Folie-Kopplung	38
4.6.5	Schlussfolgerungen	40
4.7	Maximale Kolbenschnelle einer Streifenmembran in Resonanz	40
4.7.1	Isolierende Stege	40
4.7.2	Leitende Stege	43

5	Theoretische Untersuchung von PVDF-Resonanzwandlern	44
5.1	PVDF-Folienwandler mit halbzyylinderförmig gewölbtem Querschnitt	44
5.2	Gespannte und statisch druckbelastete PVDF-Folienwandler	45
5.2.1	Beschreibung des Simulationsprogramms	46
5.2.2	Wandlerparameter als Funktion des statischen Differenzdrucks	51
5.2.3	Wandlerkonfigurationen gleicher Resonanzfrequenz	58
5.2.4	Thermische Begrenzung durch den Folienwerkstoff	67
5.2.5	Kriterien zum Entwurf von PVDF-Folienwandlern	70
6	Schallausbreitung vor Ultraschall-Folienwandlern	71
6.1	Zusammenhang von Kolbenschnelle und Schalldruck	71
6.1.1	Schallabstrahlung eines Kolbenstrahlers	71
6.1.2	Schallabsorption in Luft	72
6.1.3	Aufsteilung der Schallwelle	73
6.1.4	Aufsteilung der Schallwelle unter Berücksichtigung der Luftdämpfung und der geometrischen Aufweitung der Schallwelle	74
6.2	Erwarteter Frequenzgang des Schalldrucks	76
7	Aufbau des Messplatzes	78
8	Auswertung der Experimente mit kapazitiven Resonanzwandlern	80
8.1	Gegenelektroden mit isolierenden Stegen	81
8.1.1	Aufbau und Fertigung der Gegenelektroden	81
8.1.2	Untersuchungsergebnisse	82
8.2	Gegenelektroden mit leitenden Stegen	84
8.2.1	Aufbau und Fertigung der Gegenelektroden	85
8.2.2	Untersuchungsergebnisse	85
9	Auswertung der Experimente mit PVDF-Resonanzwandlern	90
9.1	Aufbau der Wandler und Ablauf der Messungen	90
9.2	Untersuchungsergebnisse	95
10	Zusammenfassung	98
A	Nebenrechnungen	104
A.1	Akustische Masse und Nachgiebigkeit einer Streifenmembran	104
A.2	Übertragungsmatrix der Streifenmembran und ihres quasistatischen Netzwerk- modells	105
A.3	Grenzübergang der Differenzgleichungen der gespannten Streifenplatte . . .	107
B	Spezielle Werkstoffdaten	110
B.1	Luft	110
B.2	PVDF	110
B.2.1	PVDF-Werkstoffdaten verschiedener Anbieter	110
B.2.2	Zugversuch mit gerecktem PVDF	110
B.2.3	PVDF-Werkstoffdaten im Simulationsprogramm	111

C	Gegenüberstellung von ANSYS- und Netzwerkberechnungen	112
C.1	PVDF-Folie ohne Elektroden	113
C.2	PVDF-Folie mit Elektroden	113
D	Mikrofonfrequenzgang	113
	Verzeichnis der Formelzeichen und Symbole	116
	Literaturverzeichnis	118

Danksagung

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. G. Pfeifer für seine intensive Betreuung dieser Promotion, für die wertvollen Hinweise aus zahlreichen Diskussionen sowie für die kritische Durchsicht des Manuskriptes. Darüber hinaus verdanke ich Ihm die Validierung meines Optimierungsverfahrens mit Netzwerkmethoden, das Er mit dem physikalisch unabhängigen Simulationsprogramm ANSYS durch zahlreiche Stichproben überprüft hat.

Diese Arbeit wurde durch ein dreijähriges Promotionsstipendium des Cusanuswerkes gefördert. Neben dieser materiellen Unterstützung, die diese Promotion erst ermöglicht hat, danke ich dem Cusanuswerk für die ideelle Förderung in Fachschafts- und Graduiertentagungen.

Schließlich danke ich meiner Familie für die Rücksichtnahme und das entgegengebrachte Verständnis, wodurch ich während dieser drei Jahre den größten Teil meiner Zeit der Bearbeitung des Promotionsthemas widmen konnte.

1 Einführung

In der vorliegenden Arbeit werden Ultraschallwandler für Anwendungen in Luft zur Bereitstellung eines maximalen Schalldrucks optimiert. Sie sollen außerdem die Abstrahlung einer großen Schallleistung zulassen, was eine große Wandlerfläche voraussetzt. Wegen des hohen Schalldrucks bzw. der großen Schallleistung sollte die niedrigste Betriebsfrequenz solcher Wandler einen deutlichen Abstand zum Hörfrequenzbereich des Menschen besitzen [53]. Die obere Grenze des untersuchten Frequenzbereiches resultiert aus der Aufsteilung der Schallwelle bei hohen Schalldrücken, die mit steigender Frequenz zunimmt. Durch diesen Effekt werden auf dem Ausbreitungsweg höhere Harmonische aus dem abgestrahlten Schallsignal abgespalten, was seinen Schalldruckpegel erheblich absenkt. Der maximale zu untersuchende Frequenzbereich beschränkt sich damit auf das Intervall [40; 120] kHz.

Viele Anwendungen von Ultraschall in Luft benötigen neben einem hohen Schalldruckpegel auch eine ausreichende Bandbreite, was an 3 Beispielen verdeutlicht werden soll:

- Durch die Selbst-Demodulation von Ultraschall hoher Schalldruckpegel um 140 dB kann stark gebündelter Audio-Schall erzeugt werden [55]. Er ist zur gezielten Beschallung [34] oder zur Projektion von Schallquellen an entfernten Oberflächen einsetzbar. Durch eine vorausgehende Entzerrung des Audio-Signals [66] wird der Klirrfaktor gesenkt, was eine hinreichende Bandbreite der Ultraschallsender voraussetzt.
- Zur berührungslosen Erkennung von Defekten werden Werkstoffe mit Ultraschall hohen Schalldruckpegels im Frequenzbereich [100 k; 2 M] Hz bestrahlt und das durchgetretene Schallsignal ausgewertet [13]. Neben einer hohen Auflösung bei der Erkennung der Fehlstelle kann mit breitbandigen Ultraschallwandlern die Tiefe der Defekte festgestellt werden, indem man die Frequenz der Dickenresonanz der Fehlstelle anpasst.
- Zur Entfernungsmessung mittels Ultraschall wird ein hoher Schalldruckpegel benötigt, da er den maximalen Messabstand begrenzt. Für Auflösungen im Submillimeterbereich [6] wurde die Bandbreite durch den paarweisen Einsatz von PVDF-Folienwandlern mit Resonanzfrequenzen von 61 kHz und 85 kHz erhöht.

Die Forderung nach einem maximalen Schalldruck widerspricht zum Teil dem Wunsch eines möglichst frequenzunabhängigen Schalldruckpegels. Prinzipiell würde ein resonanter Schallsender mit einer Güte von 0.7 ab seiner Resonanz einen solchen konstanten Schalldruck liefern, da bei einer konstanten anregenden Kraft die Schnelle der schwingenden Wandlerfläche im gleichen Maß mit der Frequenz absinkt, wie die Bündelung der Schallwelle ansteigt. Dieser Ansatz gilt aber nur für die Betrachtung der linearen Akustik. Berücksichtigt man die Aufsteilung der Schallwelle sowie die Luftdämpfung, so würde der Schalldruck speziell in großen Abständen vor der Schallquelle mit der Frequenz absinken.

Neben der Forderung einer geringen Güte muss der Wandler zum Erreichen eines maximalen Schalldrucks in seiner Resonanz möglichst ausschließlich durch die Verluste des Schallfeldes belastet sein. Deshalb wird in der hier vorliegenden Arbeit die Kolbenschnelle der Ultraschallsender im Resonanzbetrieb optimiert und dazu die maximale Krafteinspeisung bei minimalen Verlusten eingestellt. Als Randbedingung sollte eine möglichst große Bandbreite erreicht werden, wozu die schwingende Masse der Wandler zu minimieren ist. Folienwandler erfüllen dieses Kriterium und ermöglichen außerdem einen einfachen Aufbau großer Wandlerflächen,

was zur Abstrahlung hoher Schalleistungen benötigt wird. Nach einer Literaturanalyse zur Gegenüberstellung alternativer Wandlervarianten im Abschnitt 2 stehen deshalb kapazitive und piezoelektrische Folienwandler im Resonanzbetrieb im Vordergrund der Untersuchungen. Wegen der nichtlinearen Effekte auf dem Ausbreitungsweg der Schallwelle wird die korrespondierende Kolbenschnelle anstatt des Schalldrucks zur Beschreibung der Leistungsgrenzen der Ultraschallwandler benutzt. Sie ist unabhängig von der Größe der Wandler. Außerdem wird sie durch die Simulationsrechnungen zur Verfügung gestellt, was eine Gegenüberstellung der theoretisch ermittelten und der gemessenen Werte ermöglicht.

Im Abschnitt 3 werden die Netzwerkmodelle der Streifenmembran und der gespannten Streifenplatte abgeleitet, um sie anschließend zur Optimierung der Ultraschallsender einzusetzen. Die Verwendung der elektromechanischen Analogie von Kraft und Strom führt zu physikalisch anschaulichen Netzwerkmodellen, da die Addition von Kräften an Orten gleichen Bewegungszustandes durch die Addition von Strömen in Schaltungsknoten abgebildet wird. Neben der mechanischen Spannung und der Biegesteifigkeit berücksichtigt das Netzwerkmodell der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte die Formversteifung der Struktur. Speziell in diesem Fall führen Finite Elemente Programme nicht zu einer geschlossenen Lösung der Optimierungsaufgabe. Sie dienen zur stückweisen Validierung der Netzwerkmodelle.

Kapazitive Resonanzwandler werden im Abschnitt 4 untersucht. Im Vordergrund steht der Einfluss isolierender bzw. leitender rechteckförmiger Stege auf der Gegenelektrode auf die erreichbare Kolbenschnelle. Neben der Belastung durch das Schallfeld werden Verluste durch Wärmeleitung in den eingeschlossenen Luftvolumina zwischen der Membran und der Gegenelektrode in das Netzwerkmodell einbezogen. In Wandlern mit leitenden Stegen treten inhomogene Kraftfelder auf. Ihr Einfluss auf das mechanisch-akustische Übertragungsverhalten wird unter der Beachtung der lokalen mechanischen Impedanz der Membran untersucht. Außerdem erfolgt eine quantitative Abschätzung der eingespeisten Energie zwischen den leitenden Stegoberflächen und der Membran.

Die Optimierung statisch druckbelasteter PVDF-Folienwandler im Abschnitt 5 erfolgt mit einem numerischen Simulationsprogramm, das auf ein Netzwerkanalyseprogramm zurückgreift. Grundlegende Eigenschaften solcher Schallsender werden anhand von vier Beispielfiguren diskutiert. Aus den berechneten Betriebsparametern für den Frequenzbereich [40; 80] kHz folgen Entwurfskriterien für PVDF-Folienwandler sowie die maximal erreichbare Kolbenschnelle im Resonanzbetrieb.

Die Messergebnisse der Kolbenschnelle der experimentell untersuchten kapazitiven und piezoelektrischen Folienwandler sind durch zwei unabhängige Messverfahren gesichert. Einerseits wird der Schalldruck auf der Wandlerhauptachse im Fernfeld der Schallsender bestimmt. Andererseits wird die lokale Schnelle auf der Wandleroberfläche gemessen und daraus die Kolbenschnelle der Wandler berechnet. Die Ergebnisse beider Messverfahren korrespondieren bei der Einbeziehung der geometrischen Aufweitung und der Luftdämpfung sowie der nichtlinearen Aufsteilung der Schallwelle auf ihrem Ausbreitungsweg. Ein heuristischer Ansatz, der diese drei Effekte der Schallausbreitung berücksichtigt, ist im Abschnitt 6 vorgestellt.

Die Messergebnisse kapazitiver und piezoelektrischer Folienwandler wurden mit dem Messplatz aus dem Abschnitt 7 gewonnen und sind in den Abschnitten 8 und 9 mit den erwarteten Theoriewerten gegenübergestellt. Sie zeigen die erreichbaren Kolbenschnellen der untersuchten Wandlervarianten auf und bestätigen die Gültigkeit der angewendeten Netzwerkmodelle.

Die Zusammenfassung der Ergebnisse befindet sich im Abschnitt 10.

2 Analyse der Literatur alternativer Wandlerverfahren

Kapazitive und piezoelektrische Wandler zur Erzeugung von Ultraschall in Luft werden in diesem Abschnitt vorgestellt. Im Zentrum dieser Zusammenstellung stehen neben dem Aufbau die Leistungsgrenzen und die Methoden zur Optimierung der Wandlerverfahren.

Die Schallfelder der hier vorgestellten Ultraschallsender stimmen in guter Näherung mit dem Schallfeld des Kolbenstrahlers überein [3]. Die zum Teil angegebenen maximalen Schalldrücke der Wandler wurden mit einem im Abschnitt 6 erläuterten heuristischen Ansatz der Schallausbreitung in die ursächlichen Kolbenschnellen umgerechnet.

2.1 Kapazitive Ultraschallwandler

Gegenelektroden mit einer zufällig aufgerauten Struktur der Oberfläche bzw. äquidistanten rechteckförmigen Stegen Die Ergebnisse der Untersuchungen kapazitiver Ultraschallsender für Anwendungen in Luft aus [7] werden im Folgenden zusammengestellt und die Wandler schematisch in Bild 2.1 dargestellt. Als Werkstoffe für die Membran dienen Mylar und Kapton wegen der chemischen Beständigkeit sowie wegen der hohen Zugfestigkeit und Durchschlagfeldstärke. Aufgrund des geringeren Elektretreffektes wird Kapton als Membranwerkstoff bei einem kontinuierlichen Betrieb der Wandler bevorzugt. Außerdem ist der Elektretreffekt für Ultraschallsender grundsätzlich zu schwach und damit eine externe Polarisationsspannung unverzichtbar.

Um die charakteristischen Eigenschaften der untersuchten kapazitiven Wandler vorherzusagen, wird das Modell der Kreismembran verwendet. Die Steifigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode und das Schallfeld sind dabei vorerst vernachlässigt. Im zweiten Schritt wird ein schwingender Kolben betrachtet, dessen beschleunigte Masse im Gleichgewicht mit der Kraft des (ausschließlich homogenen) elektrischen Feldes, der Kompression des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode und dem resistiven Anteil des Schallfeldes steht. Das Verhalten der Wandlarmembran bei der Anregung mit einer elektrischen Druckkraft folgt aus der Überlagerung beider Ansätze. Die Dämpfung durch das eingeschlossene Luftvolumen wird durch einen Ansatz proportional zum Abstand von Membran und Gegenelektrode, aber unabhängig von der Frequenz beschrieben.

Gegenelektroden mit einer zufällig aufgerauten Struktur der Oberfläche sind im rechten Teil von Bild 2.1 dargestellt. Sie werden in der genannten Arbeit unter anderem durch Sandstrahlen glatter Elektroden mit variabler Korngröße und Strahlgeschwindigkeit hergestellt. Die Reso-

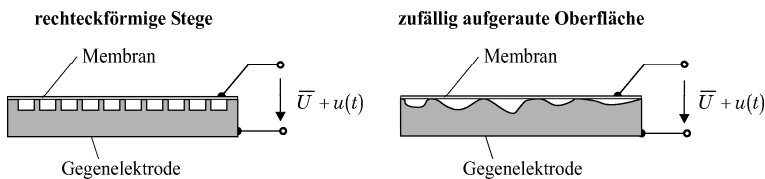


Bild 2.1: Querschnitt kapazitiver Ultraschallsender: **links:** Gegenelektrode mit äquidistanten rechteckförmigen Stegen; **rechts:** Gegenelektrode mit einer zufällig aufgerauten Struktur der Oberfläche

nanzfrequenz dieser Wandler ist dominant durch die kleinen eingeschlossenen Luftvolumina zwischen Membran und Gegenelektrode bestimmt. Die am äußeren Rand eingespannte Membran liegt auf den höchsten Punkten der Gegenelektrode auf, weshalb sie in Zonen mit variierenden Resonanzfrequenzen zerfällt. Daraus resultiert die hohe Bandbreite dieser Wandler, die zum Teil nur eine Güte von 2 besitzen.

Bei der Beurteilung von Gegenelektroden mit rechteckförmigen leitenden Stegen wird der große Unterschied der Kraft des elektrischen Feldes auf die Membran im Bereich über den Stegen und über dem Luftspalt hervorgehoben. Daraus schlussfolgert die Autorin, dass die Kraft über dem Luftspalt für den Antrieb der Membran vernachlässigt werden kann und die Energie zur Anregung der Schwingung von den Stegoberflächen in die Membran eingespeist wird. Dieser These folgend sagt sie ein Ansteigen der Kolbenschnelle mit wachsender Stegbreite voraus. Das wird durch Experimente bestätigt, bis die Stegbreite und der Stegabstand übereinstimmen. Bei der Erhöhung der Stegbreite von 0.25 mm auf 1 mm bleibt die Resonanzfrequenz der Wandler nahezu konstant. Weitere Experimente zeigen, dass die Resonanzfrequenz indirekt proportional zum Stegabstand absinkt, wie es bei dominant membransteifen Wandlern zu erwarten ist. Schließlich steigt die messtechnisch ermittelte Auslenkung mit der Steghöhe.

Es wird betont, dass im Frequenzbereich unter 100 kHz die Wandler mit rechteckförmigen Stegen eine höhere Kolbenschnelle erzielen als die mit einer zufällig aufgerauten Struktur der Oberfläche bei äquivalenten Resonanzfrequenzen. Die Kolbenschnelle ist bei aufgerauten Gegenelektroden maßgeblich durch die Dicke der im Mittel eingeschlossenen Luftschicht zwischen Membran und Gegenelektrode und durch den Abstand der Auflagepunkte der Membran auf der Gegenelektrode bestimmt. Bei Resonanzwandlern mit rechteckförmigen Stegen ist vorrangig eine Abhängigkeit der Kolbenschnelle von der Stegbreite erkennbar.

Gegenelektroden mit isolierenden rechteckförmigen Stegen Ein kapazitiver Wandler mit rechteckförmigen Stegen aus dem Isolierstoff Polyimid ist in [1] vorgestellt. Die Stege mit einer Höhe von 3.75 μm werden in einem Abstand von 200 μm auf einer Gegenelektrode aus Aluminium photolithographisch hergestellt. Diese Wandler arbeiten im Frequenzbereich von [200; 500] kHz und besitzen näherungsweise eine Güte von 3.

Neben der mechanischen Vorspannung wird auch die Biegesteifigkeit in die Berechnung der Durchbiegungsfunktion und der Schwingungsform der Folie einbezogen. Dazu verwenden die Autoren die Biegedifferentialgleichung einer Platte und erweitern sie um den Summanden der mechanischen Spannung der Folie. Als Randbedingung gehen sie von der beidseitig festen Einspannung der Folie an den Stegkanten aus, was bei dem betrachteten Verhältnis der Stegbreite zum Stegabstand von 1:27 eine gute Näherung darstellt. Mit der Differentialgleichung berechnen sie analytisch die Durchbiegungsfunktion und die erste Eigenmode der Folie. Die Rückwirkung der Durchbiegung auf die elektrostatische Anziehungskraft der Folie und der Gegenelektrode wird vernachlässigt.

Da die statische Durchbiegung der Folie wesentlich kleiner als ihre Dicke von 5 μm ist, besitzt sie auf die Resonanzfrequenz und die Schwingungsform nur einen vernachlässigbaren Einfluss. Aus diesem Grund kann das dynamische Verhalten der Folie trotz der statischen Durchbiegung wie eine Schwingung der Folie um ihre gestreckte Lage berechnet werden, was der Lösung der Differentialgleichung entspricht. Aus den analytischen Lösungen der Durchbiegungsfunktion und der Schwingungsform in Abhängigkeit der elektrischen Druckkraft wird die resultierende räumlich gemittelte statische Durchbiegung bzw. der resultierende Volumenfluss

berechnet und in eine Vierpol-Ersatzschaltung einbezogen.

Kapazitive Wandler mit perforierter Gegenelektrode wurden als breitbandige Ultraschall-sender für den Frequenzbereich [20; 200] kHz optimiert [16]. Sie sind schematisch im linken Teil von Bild 2.2 dargestellt. Damit ein möglichst frequenzunabhängiger Schalldruck erzielt wird, muss sich wegen der zunehmenden Bündelung der Schallwelle bei steigender Frequenz die ursächliche Kolbenschnelle des Schallsenders indirekt proportional zur Frequenz verhalten. Deshalb arbeiten diese Wandler oberhalb ihrer mechanischen Resonanz, wo die Kolbenschnelle bei der konstanten harmonischen Kraft aus dem elektrischen Feld gerade das beschriebene Verhalten besitzt. Um eine maximale Bandbreite zu erzielen, wird außerdem die kleinstmögliche Masse der Membran gewählt. Mit dieser Randbedingung führt eine möglichst kleine mechanische Spannung der Membran zu der gewünschten niedrigen Resonanzfrequenz des Wandlers. Außerdem wird die Gegenelektrode perforiert, so dass die Steifigkeit des Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode vernachlässigbar ist. Damit die Folie durch den Gleichanteil der Kraft des elektrischen Feldes nicht an der Gegenelektrode anschlägt, wird auf die perforierte Gegenelektrode ein Raster von Stützpunkten aufgeprägt.

Der akustisch aktive Wandlerradius beträgt 5.4 mm. Aus der Wandlerkapazität von 60 pF folgt eine flächenbezogene Kapazität von 65 pF/cm². Bei einer Gleichspannung von 200 V und einer Amplitude der Wechselspannung von 120 V erzielt der Wandler einen Schalldruck um 120 dB im Abstand von 10 cm. Das entspricht einer Kolbenschnelle von [0.50; 0.26] m/s bei [50; 100] kHz. Mit dieser Technologie können Wandlerflächen bis zur Größe A3 hergestellt werden.

Kapazitive Wandler mit V-förmigen Rillen in der Gegenelektrode Im rechten Teil von Bild 2.2 sind kapazitive Wandler mit V-förmigen Rillen in der Oberfläche der Gegenelektrode dargestellt. Die Rillen liegen so dicht nebeneinander, dass die verbleibende Auflagefläche der Folie auf der Gegenelektrode minimiert ist. Weiterhin werden die Kontaktflächen zwischen der Membran und der Gegenelektrode durch Aufrauen mit feinem Sandpapier verkleinert, wodurch die Kapazität der Wandler absinkt.

In [56] wird der Winkel am Fuß der Rille mit [15; 45 ; 90]° gewählt und der Abstand der Kanten im Intervall [0.1; 0.5] mm sowie die Dicke der Mylar- bzw. Kapton-Folie im Bereich von [2.5; 13.0] µm variiert. Die Membran liegt auf der Gegenelektrode mit einem Durchmesser von 40 mm auf. Die Resonanzfrequenz wird mit Hilfe des zum Wandler korrespondierenden Helmholtzresonators berechnet. Sie liegt im Intervall von [42; 204] kHz. Die Güte liegt im Bereich

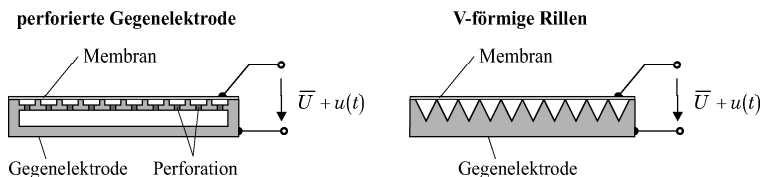


Bild 2.2: Querschnitt kapazitiver Ultraschallsender: **links:** perforierte Gegenelektrode; **rechts:** Gegenelektrode mit V-förmigen Rillen

[2.2; 7.6]. Da die Empfindlichkeit der Wandler mit zunehmender Dicke der Membran sinkt und mit der Resonanzfrequenz steigt, empfehlen die Autoren, die Dicke der Membran so gering wie möglich zu wählen. Außerdem wird betont, dass die Eigenschaften der Wandler stark von den Oberflächen der Stege abhängen. Reproduzierbare Verhältnisse resultieren lediglich bei dem größten Winkel am Fuß der V-förmigen Rillen. Mit ähnlichen Wandlerkonfigurationen wurde in [28] überprüft, dass die Resonanzfrequenz wie erwartet mit der mechanischen Spannung der Membran ansteigt.

Eine wesentlich größere Gegenelektrode mit einem Durchmesser von 67 mm wurde in [49] untersucht. Bei der Verwendung einer 8 μm dicken Kaptonfolie, einem Abstand der Stegkanten von 0.5 mm und einer Tiefe der Rillen von 0.25 mm beträgt die Resonanzfrequenz 52 kHz bei einer Güte von 2. In einem Meter Abstand erreicht dieser Wandler auf der Hauptachse eine Amplitude des Schalldrucks von 1.94 Pa bei 200 V Gleichspannung und einer Amplitude der Wechselspannung von 10 V. Der Schalldruck entspricht einer ursächlichen Amplitude der Kolbenschnelle von 7.1 mm/s. Wenn die Kolbenschnelle bis zu einer Amplitude der Wechselspannung von 200 V linear ansteigt, so würde sie einen Wert um 0.14 m/s erreichen. Die Wandlerkapazität beträgt 950 pF, woraus eine flächenbezogene Kapazität von 27 pF/cm² resultiert. Mit einem Netzwerkmodell berechnen die Autoren den Frequenzgang des Wandlers. Im mechanisch-akustischen Übertragungsfaktor wird die Wandlerkapazität und ein effektiver Luftabstand eingesetzt, den sie aus dem Modell des Plattenkondensators mit der realen Wandlerkapazität erhalten. Die lokale mechanische Impedanz der Membran wird dabei vernachlässigt, was speziell bei einem stark inhomogenen elektrischen Feld zu erheblichen Fehlern führt.

Ein verbessertes Modell ist in [27] vorgestellt, das mit einem numerischen Verfahren die Verteilung der harmonischen Kraft entlang der Membran beachtet. Das Kraftfeld wird dort aus dem elektrischen Potential der V-förmigen Wandlerstruktur berechnet und in die Differentialgleichung der Membran eingesetzt. Der Wandlerdurchmesser beträgt 38 mm, die Tiefe der Rillen 0.1 mm und der Winkel an deren Fuß 75°. Daraus resultiert eine Resonanzfrequenz des Wandlers von 88 kHz bei einer Güte von 3. In einem Abstand von einem Meter auf der Hauptachse des Wandlers beträgt der Schalldruck 0.1 Pa bei 200 V Gleichspannung und einer Amplitude der Wechselspannung von 1 V. Der Schalldruck entspricht einer ursächlichen Kolbenschnelle von 0.67 mm/s. Wenn auch hier die Kolbenschnelle bis zu einer Amplitude der Wechselspannung von 200 V linear ansteigt, so würde sie einen Wert um 0.13 m/s erreichen.

Mikromechanische kapazitive Ultraschallsender Mikromechanische Technologien werden hauptsächlich zur Herstellung kapazitiver Wandler im MHz-Bereich angewendet. So gefertigte Wandler zeichnen sich durch eine gute Reproduzierbarkeit aus.

Eine spezielle Bauform [22][23] mit einer Resonanzfrequenz im Intervall von [1.7; 4.5] MHz ist schematisch im linken Teil von Bild 2.3 dargestellt. Sie entsteht nach dem folgenden Verfahren: Auf einem einseitig polierten Standard-Silizium-Wafer läßt man eine 1 μm dicke Oxidschicht aufwachsen und trägt anschließend eine 0.75 μm dicke Siliziumnitridschicht auf, die eine mechanische Vorspannung von 280 MPa besitzt. Danach werden beide Seiten des Wafers mit einer 50 nm dicken Goldelektrode bedampft. Nachdem die Oberseite durch einen photolithographischen Prozess strukturiert ist, wird die Gold- und Nitridschicht auf kreisrunde Sektoren mit einem Radius von [25; 100] μm aufgeteilt. Die mechanische Vorspannung verbleibt in der Nitridschicht, die die Resonanzfrequenz der Sektoren determiniert. Abschließend wird der äußere Teil jedes solchen kreisrunden Bereiches von der darunter liegenden Oxidschicht befreit. Damit

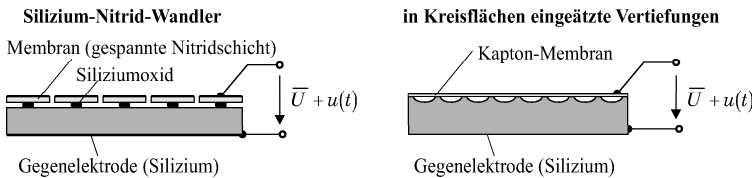


Bild 2.3: Querschnitt kapazitiver Ultraschallsender: **links:** Silizium-Nitrid-Wandler; **rechts:** Silizium-Gegenelektrode mit eingetätzten Vertiefungen

steht jeder scheibenförmige und kreisrunde Sektor mittig auf einer Säule aus Siliziumoxid.

Die Nitrid-Membranen werden durch die Kraft des elektrischen Feldes zum Schwingen angeregt. Die gemessene Amplitude der Auslenkung in Resonanz beträgt 23 nm, was bei einer Frequenz von 1.7 MHz einer Kolbenschnelle von 0.15 m/s entspricht. Der Frequenzbereich kann mit dieser Technologie bis auf 12 MHz erweitert werden [39].

In [33] werden mikromechanisch gefertigte Wandler für einen Frequenzbereich von [1; 2] MHz vorgestellt. Die wiederum photolithographisch strukturierten Membranen erhalten eine sechseckige Grundform mit einer maximalen Größe im Intervall von [20; 100] μm . Die Volumina zwischen Membran und Gegenelektrode werden evakuiert. Eine Nitridschicht, die gleichzeitig die Membran darstellt, dichtet die evakuierten Volumina ab. Sie besitzt eine Dicke von [0.5; 2.0] μm und erhält eine Membranspannung von 60 MPa, die die Resonanzfrequenz bestimmt. Die Höhe der evakuierten spaltförmigen Volumina, die auch die maximale Auslenkung begrenzt, liegt im Bereich von [0.2; 1.0] μm . Eine 200 nm dicke Aluminiumelektrode wurde auf die Membran aufgespartert. Die elektrische Feldstärke kann bei dieser Bauart bis auf 100 kV/mm gesteigert werden, wenn der Spalt zwischen der Membran und der Gegenelektrode nur noch 50 nm beträgt [5]. Die Arrays der sechseckigen Membranwandler werden gemeinsam mit der Steuer- und Verstärkerschaltung auf einem Wafer angeordnet.

Eine weitere Bauform mikromechanisch gefertigter Ultraschallwandler für den MHz-Bereich [31] ist schematisch im rechten Teil von Bild 2.3 dargestellt. In eine polierte Silizium-Gegenelektrode werden in dicht nebeneinander liegende Kreisflächen Vertiefungen mit einem Durchmesser von 40 μm eingetätzt und anschließend die Oberfläche mit einem 100 nm dicken Aluminium- oder Goldfilm bedampft, um deren Leitfähigkeit zu erhöhen. Über die Gegenelektrode wird eine oberseitig metallisierte Kapton- oder Mylar-Membran gespannt. Ein Netzwerkmodell zur Beschreibung mikromechanischer kapazitiver Wandler ist in [59] dargestellt. Darin werden die Bereiche der Membran über den Stegen und über dem Luftspalt getrennt durch je einen komplexen Zweipol abgebildet, da ihre Steifigkeiten stark voneinander abweichen. Die so entstandenen Wandlerarrays werden, wie in [32] beschrieben, zur zerstörungsfreien Werkstoffprüfung eingesetzt.

2.2 Piezoelektrische Ultraschallwandler

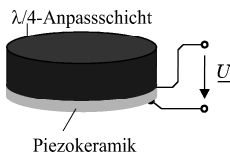
Piezoelektrische Ultraschallsender können nach dem verwendeten piezoelektrischen Werkstoff in zwei Gruppen eingeteilt werden, in keramische Wandler und Polymerwandler.

2.2.1 Piezokeramische Ultraschallwandler

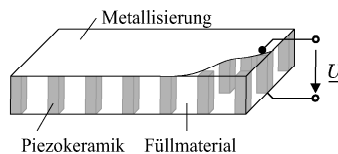
Als Ausgangsstoff für verschiedene Piezokeramiken dienen meist Bariumtitanat, Bleititanat oder Bleizirconat. Die Piezokeramik ist zur Bereitstellung harmonischer Kräfte mit hoher Amplitude in der Lage. Überschreitet jedoch die Schnelle auf der Piezokeramik eine obere Schranke, so steigen die dielektrischen Verluste exponentiell an [30] und übertreffen die mechanischen Verluste um ein Vielfaches [29]. Diese obere Grenze der Schnelle liegt bei PZT bei 0.2 m/s. Daher wird zur Abstrahlung von Schall in Luft an die Piezokeramik immer ein Anpasselement gekoppelt. Einige Verfahren zur Impedanzanpassung sind in Bild 2.4 dargestellt und werden kurz erläutert:

Ein erster Ansatz benutzt eine geschlossene Schicht zwischen der Piezokeramik und der Luft, die das geometrische Mittel der Wellenimpedanz beider Grenzmedien besitzen sollte [48]. Ihre Dicke entspricht einem Viertel der Wellenlänge. Die Anpassschicht besteht aus luftgefüllten Glaskügelchen, die mit einem Bindemittel zusammengehalten werden [35]. Ihre Porosität beträgt um 99%. Durch die erreichte Dichte und Schallgeschwindigkeit ergibt sich eine gute Anpassung von der Piezokeramik an die Luft, wenn die Poren in der Anpassschicht gleichmäßig verteilt sind. Bei ihrer Herstellung muss die Verteilung der Glaskügelchen daher überwacht

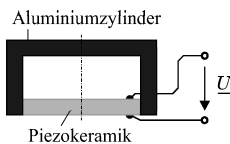
Piezokeramik mit $\lambda/4$ -Anpassschicht



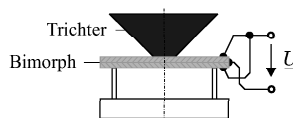
1-3 Kompositwandler



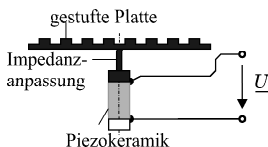
Axialschwinger im Zylinder



Bimorph mit Trichter



Längsschwinger mit gestufter Platte



Dünnschicht-Composit-Wandler

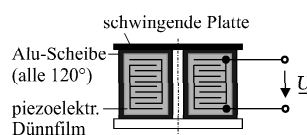


Bild 2.4: Schematische Darstellung piezoelektrischer Ultraschallsender: **o.l.:** Piezokeramik mit $\lambda/4$ -Anpassschicht ; **o.r.:** 1-3 Kompositwandler ; **M.l.:** Axialschwinger in einem metallischen Zylinder ; **M.r.:** Bimorph mit Trichter ; **u.l.:** piezoelektrischer Längsschwinger mit gestufter Platte ; **u.r.:** piezoelektrische Dünnschicht-Composit-Wandler

werden [61]. Für $\lambda/4$ -Anpasssschichten im Frequenzbereich von [50; 250] kHz wird der günstigste Durchmesser der Glaskugeln mit 80 μm bei einer Wandstärke von 2 μm angegeben [54]. Der Einsatz von mikromechanischen Technologien der Halbleiterfertigung ermöglicht den Aufbau von Anpasssschichten an Wasser als auch an Luft [20]. Dabei werden in Siliziumwafer tiefe Gräben eingätzt und nach ihrer Evakuierung mit Epoxidharz blasenfrei verfüllt. Diese Anpasssschichten besitzen geringe innere Verluste und können mit guter Reproduzierbarkeit und regelbarer akustischer Impedanz für einen Frequenzbereich von [1; 200] MHz hergestellt werden. Alternativ wird Kapton durch ein regelmäßiges und periodisches Ätzen zu einem 1-3 Luft-Kompositwerkstoff umgewandelt, der für die Ankopplung der Piezokeramik an Luft oberhalb von 1 MHz optimiert ist [20].

In einem zweiten Ansatz erfolgt die Integration der Piezokeramik und des Anpasselementes in einem Kompositwerkstoff [25] [26]. Dünne Keramikstäbe werden in regelmäßigem Abstand in einer Epoxidmischung eingeschlossen. Diese Wandler arbeiten im Frequenzbereich von [100 k; 2 M] Hz. Alternativ werden dünne Scheiben der Piezokeramik mit einem Polymermaterial verfüllt [52]. Durch die Wahl des Verhältnisses von Breite und Länge dieser Scheiben kann die Resonanzfrequenz im Intervall von [40; 300] kHz bei einem elektromechanischen Kopplungsfaktor bis 0.5 eingestellt werden. Durch die abwechselnde Benützung von mindestens zwei verschiedenen Breiten der Keramikscheiben erhöht sich die Bandbreite der Kompositwandler [58]. Mit einem dreischichtigen Aufbau wird eine Kolbenschnelle von 0.3 m/s bei einer Frequenz von 100 kHz erreicht, wenn die Kolbenschnelle bis zu einer Amplitude der Wechselspannung von 100 V linear ansteigt [9].

Ein dritter Ansatz eignet sich zum Aufbau von Ultraschallsendern im Frequenzbereich von [50; 100] kHz [51]. Dazu wird eine axial polarisierte Piezokeramik (PZT) an einem Ende eines hohlen Aluminiumzylinders eingesetzt. Die gegenüberliegende Stirnseite dieses Zylinders ist durch Aluminium verschlossen, das fest mit dem Zylindermantel verbunden ist. Die radiale Auslenkung der Piezokeramik regt damit die Stirnseite des Aluminiumträgers zu Schwingungen großer Amplitude an. Die gemessenen Übertragungsfaktoren liegen um 7 nm/V bei einer Resonanzfrequenz von 75 kHz. Das entspricht einer Amplitude der Schnelle in der Mitte der Stirnseite von 0.7 m/s bei einer Amplitude der Wechselspannung von 200 V bzw. einer Kolbenschnelle von 0.28 m/s. Nach dem gleichen Verfahren wurden Wandler mit einer Resonanzfrequenz von 200 kHz und einer Güte von 10 mit entsprechend kleineren Abmessungen aufgebaut [2].

Ein vierter Ansatz besteht in der Anregung der Biegeschwingung in zwei gekoppelten Piezoelementen [48]. An der Position der maximalen Auslenkung des Bimorph-Elementes wird ein Trichter aufgesetzt, dessen Resonanzfrequenz auf die Biegeresonanz abgestimmt ist. Die Überlagerung beider Resonanzeffekte liefert einen hohen Schallfluss. Da eine Erhöhung der Schnelle in der Piezokeramik zu starken dielektrischen Verlusten führt, ist diese Wandlerkonfiguration auf Frequenzen kleiner als 100 kHz beschränkt [41]. Solche Wandler der Firma Nicera liefern Schalldruckpegel um 123 dB bis zu einer Frequenz von 40 kHz.

Ein fünfter Ansatz beschreibt den Abschluss eines Schallsenders mit hoher mechanischer Steifigkeit durch eine Multi-Horn-Platte [12]. Durch die bessere Impedanzanpassung an das Schallfeld steigt der Schalldruck um bis zu 10 dB im Frequenzbereich von [30; 90] kHz.

In einem sechsten Ansatz wird eine gestufte Metallplatte mit einem piezoelektrischen Längsschwinger zu Biegeschwingungen angeregt [14]. Um eine große Auslenkung zu erreichen, wird die gestufte Metallplatte über einen mechanischen Wellenleiter an den Längsschwinger gekoppelt. Der Abstand der Stufen entspricht der halben Biegewellenlänge in der Platte. Er hängt

damit von dem Elastizitätsmodul und der Dicke der Platte sowie von der gewünschten Frequenz ab. Die Höhe der Stufen gleicht die Laufzeitunterschiede der Schallwelle aus, die von den einzelnen Bereichen der Platte aus startet. Wegen der Art der mechanischen Ankopplung sind diese Schallsender sehr schmalbandig. Sie arbeiten mit einem Wirkungsgrad von bis zu 80 % und erreichen einen Schalldruckpegel um 160 dB [15]. Der Schallstrahl ist stark gebündelt. Wandlerflächen bis 70 cm Durchmesser können mit dieser Technik im Frequenzbereich von [10; 40] kHz aufgebaut werden.

Schließlich ist in [8] ein Dünnschicht-Composit-Wandler vorgestellt, dessen schwingende und schallabstrahlende Platte über drei piezoelektrisch aktive Stützen an einen Massekörper angekoppelt ist. Jede Stütze besteht aus einer Aluminium-Scheibe, auf der beidseitig eine piezoelektrische Schicht aufgebracht ist. Die in jede Schicht implementierte verzahnte Elektrodenanordnung bewirkt die Verlängerung bzw. Verkürzung der Aluminium-Scheibe beim Anlegen einer Wechselspannung. Bei einer Resonanzfrequenz von 44 kHz erreicht der Wandler eine maximale Kolbenschnelle von 0.15 m/s. Diese nahezu ungedämpfte Anordnung führt zu einer Güte von 176 und damit zu einer extrem niedrigen Bandbreite.

Alle bisher genannten Ultraschallsender auf der Basis von Piezokeramik zeichnen sich durch ihre kompakte Bauweise und mechanische Unempfindlichkeit gegen äußere Einflüsse aus. Es treten aber prinzipbedingt immer Fügstellen zwischen der Piezokeramik und den Anpasselementen auf, die den Schwingungen im Ultraschallbereich langzeitstabil standhalten müssen. Außerdem ist die Wärmeentwicklung auf den kleinen Bereich der Piezokeramik beschränkt. Um ihre maximale Betriebstemperatur nicht zu überschreiten, bedarf es einer gezielten Wärmeabführung über die Anpass- und Lagerelemente [18]. Weiterhin muss die Piezokeramik so in die Wandlerstruktur integriert sein, dass sie möglichst nur eine sehr geringe Schnelle erreicht, um die dielektrischen Verluste gering zu halten. Speziell zur Aussendung von Ultraschall hoher Leistung in Luft bedarf es einer großen abstrahlenden Fläche. Diese kann nur durch den Einsatz einer hohen Stückzahl solcher piezokeramischer Ultraschallwandler in einem Array erreicht werden.

2.2.2 Piezopolymer-Ultraschallwandler

Im Jahre 1969 wurde der Piezoeffekt in dem Hochpolymer PVDF (Polyvinylidenfluorid) nachgewiesen [48]. Seitdem entstanden Copolymere, wie das VDF (Vinylidenfluorid) und TRFE (Trifluoroethylen). Diese Werkstoffe besitzen einen geringeren elektromechanischen Kopplungsfaktor und eine höhere innere Dämpfung als die Piezokeramik PZT.

PVDF-Folie wird oft gereckt, um den piezoelektrischen Effekt in einer oder mehreren Vorzugsrichtungen zu erhöhen [60]. Außerdem wird dort gezeigt, dass die Werkstoffkonstanten von der Temperatur, der Frequenz und dem Reck-Verhältnis abhängig sind. Bei Raumtemperatur und einem Recken der Folie um den Faktor 1.5 bis 4.5 steigt beispielsweise die Poissonzahl ν_{31} von 0.37 auf 0.7, während ν_{21} von 0.35 auf 0.25 fällt. Weiterhin sinkt die Nachgiebigkeit $1/s_{11}$ mit wachsender Temperatur und stabilisiert sich ab dem Erreichen der Raumtemperatur. Die Dielektrizitätskonstante ϵ_{33} steigt mit der Temperatur. Damit der jährliche Verlust des Piezoeffektes 20 % nicht übersteigt, darf die maximale Betriebstemperatur 80°C nicht überschreiten.

Die dielektrischen und mechanischen Verluste [57] der PVDF-Folie können näherungsweise in einem Verlustfaktor von 0.1 bei einer Frequenz um 100 kHz zusammengefasst werden (vgl.

Anhang B.2) und überwiegen über den Verlusten des Schallfeldes. Dafür sind Piezopolymere als dünne Folien herstellbar und zeichnen sich durch ihre geringe Masse aus. Zwei Bauformen von Polymer-Folienwandlern sind in Bild 2.5 schematisch dargestellt.

Statisch gewölbte Piezopolymer-Ultraschallwandler für den Frequenzbereich um 100 kHz sind in [37] vorgestellt. Die PVDF-Folie befindet sich in der Form von Zylinder- oder Kugelschalen. Die ein- bzw. zweiseitige Dehnschwingung der Folie wird durch den Piezoeffekt angeregt und durch die aufgeprägte Form in eine Schwingung in Richtung der Flächennormalen transformiert. Dieser Effekt ist vergleichbar mit der Impedanzanpassung bei piezokeramischen Wandlern, wobei es hier keiner zusätzlichen Anpasselemente bedarf. Um die statische Form der Folie zu stabilisieren, wird sie mit offenzelligem Schaumstoff unterfüttert. Die Resonanzfrequenz der Wandler steigt mit dem Krümmungsradius der Folie und ist daher dominant durch die statische Form bestimmt.

Bei Wandlern dieser Bauform mit einer sehr kleinen Oberfläche kann anstatt des PVDF das piezoelektrische Copolymer P(VDF-TrFE) verwendet werden, das eine höhere Piezokonstante d_{31} von 27 pC/N besitzt [11].

Selbst bei sehr großen Radien der PVDF-Folie ist die Resonanzfrequenz halbzyylinderförmig gewölbter Ultraschallsender von der statischen Durchbiegung determiniert, solange sie größer ist als die Foliendicke [65]. Durch die dicht nebeneinander liegenden Einspannungen überlagern sich immer Dehn- und Biegewellen auf der Folie [63]. Außerdem erschweren die Einspannungen die Reproduzierbarkeit der Schallsender, zumal die Folie dort nur durch sehr hohe Steifigkeiten dynamisch in Ruhe zu halten ist. Bereits kleine Abweichungen der Durchbiegung, der Masse oder der Dicke der Folienelektroden haben starke Auswirkungen auf die Resonanzfrequenz. Oft zeigt sich, dass die Einspannungen mitschwingen.

Gewölbte Piezopolymer-Ultraschallwandler Letztere Probleme entfallen, wenn der uniaxialen PVDF-Folie eine statische Form an ihren Seiten parallel zur Reck-Richtung eingeprägt wird [63]. Dazu wird die Folie an diesen Kanten zwischen schmale entsprechend geformte Aluminiumplatten geklebt, so dass sie abwechselnd konkav bzw. konvex gewölbt ist. Bei der Anregung durch den uniaxialen Piezoeffekt schwingt sie orthogonal zu ihrer Oberfläche. An den Übergängen zwischen der konkaven und konvexen Wölbung ist die Folie dynamisch im Kräftegleichgewicht, weshalb sie sich dort nicht bewegt, obwohl sie nicht mechanisch geklemmt ist.

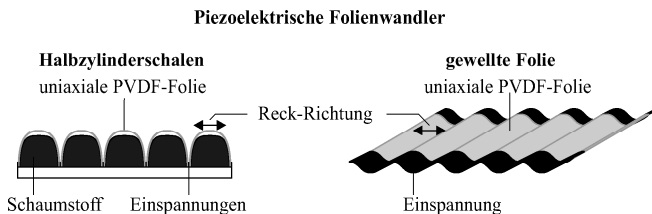


Bild 2.5: Schematische Darstellung piezoelektrischer Folienwandler: **links:** Querschnitt eines PVDF-Folienwandlers mit halbzyylinderförmig gewölbter Folie; **rechts:** Wandler mit beidseitig eingespannter gewölbter PVDF-Folie

Der große Vorteil gegenüber der Einspannung ist, dass die Folie an diesen Linien unabhängig von ihrer Dicke drehbar gelagert ist. Die Höhendifferenz benachbarter Extrema der Durchbiegungsfunktion wird mit der halben Wellenlänge in Luft bei der Betriebsfrequenz gewählt, womit die akustisch besonders wirksamen Bereiche des Wandlers mit großer Schwingungsamplitude in Phase sind. Die Resonanzfrequenz ergibt sich aus dem Radius der Folie.

Billige Schallsender großer Fläche und hohen Schalldrucks können somit im Frequenzbereich von [40; 400] kHz aufgebaut werden. Ein rechteckiger Wandler mit einer Fläche von $20 \times 20 \text{ cm}^2$ liefert bei seiner Resonanz von 40 kHz und einer Amplitude der Wechselspannung von 6.4 V einen Schalldruck von 22 Pa im Abstand von 90 cm. Die Güte beträgt 10. Da sich die Position des Mikrofons am Ende des Nahfeldes befindet, liegt der gemessene Schalldruck zwischen dem einfachen und doppelten Quellschalldruck. Daraus folgt eine Kolbenschnelle im Bereich von [26; 53] mm/s. Bei einer Erhöhung der Amplitude der Wechselspannung auf 150 V entspricht das bei linearem Ansteigen einer Kolbenschnelle von [0.65; 1.3] m/s. Orthogonal zu den formgebenden Einspannungen entspricht das Richtverhalten des Wandlers dem eines Kolbenstrahlers, wo die Nebenkeulen schnell abklingen. In Richtung der Einspannungen ergeben sich durch Beugungseffekte stärkere Nebenkeulen, die aber durch die Wahl der Höhe der Wölbungen verkleinert werden können und dann 15 dB unter der Hauptkeule liegen.

Statisch druckbelastete Piezopolymer-Ultraschallwandler Speziell zur Erzeugung hoher Schalldrücke wurden statisch druckbelastete PVDF-Ultraschallsender entwickelt [10]. Die uniaxiale PVDF-Folie liegt auf einer Gegenelektrode mit rechteckförmigen Stegen auf, wie es im linken Teil von Bild 2.1 dargestellt ist. Durch die Evakuierung der Volumina zwischen der Folie und der Gegenelektrode wird die PVDF-Folie leicht zwischen die Stege hineingesaugt. Bei der elektrischen Anregung schwingt sie um diese statische Durchbiegungsfunktion. Da diese Wandler für die gerichtete Audio-Schallabstrahlung eingesetzt werden, erzielen sie einen großen Schalldruckpegel und eine hinreichende Bandbreite.

2.2.3 Pseudo-piezoelektrische Ultraschallwandler

In [36] ist das Folienmaterial EMFi (Electromechanical film der Firma VTT) vorgestellt, das auf dem Werkstoff Polypropylen basiert und während der Herstellung biaxial gereckt wird. Seine Dichte im Intervall von [330; 550] kg/m^3 und sein Elastizitätsmodul im Bereich von [1, 9] MPa liegen weit unter denen der Polymere wie Kapton und PVDF. Deshalb ist der Werkstoff selbst mit einem Wellenwiderstand um 110 μc wesentlich besser an Luft angepasst als die genannten Polymere. Daher wird die Dickenschwingung der Folie direkt an das Luftschallfeld angekoppelt. Die elektromechanische Verkopplung leidet irreversibel beim Überschreiten der Temperatur von 70 °C. Außerdem ist bei solchen Wandlern eine starke zweite Harmonische zu beobachten, während keine weiteren Oberwellen auftreten, was mit dem elektrostatischen Effekt korrespondiert. Ein Schallsender mit dem Radius von 10 mm liefert eine Kolbenschnelle von 0.022 m/s bei 100 kHz und einer Wechselspannung von 100 V.

2.3 Auswahl und Abgrenzung der untersuchten Ultraschallwandler

In Tafel 2.1 sind verschiedene Verfahren zur Erzeugung von Ultraschall hoher Schalldrücke gegenübergestellt. Wegen der geringen schwingenden Masse eignen sich Folienwandler zum

Aufbau großflächiger und preisgünstiger Ultraschallsender mit einer großen Bandbreite.

Tafel 2.1: Alternative Wandlerverfahren zur Erzeugung hoher Schalldrücke von Ultraschall in Luft (geeignete Wandlerverfahren sind fettgedruckt)

Wandlerverfahren	Eigenschaften \Rightarrow <i>Bewertung als Schallquelle im Frequenzbereich um 100 kHz</i>
KAPAZITIVE ULTRASCHALLSENDER	
rechteckförmige leitende Stege	Kolbenschnelle steigt mit der Stegbreite \Rightarrow <i>übertrifft die Kolbenschnelle von Wandlern mit einer zufällig aufgerauten Struktur der Gegenelektrode unterhalb von 100 kHz</i>
zufällig aufgeraute Struktur der Gegenelektrode	Kolbenschnelle steigt bei abnehmender Dicke der Luftschicht zwischen Membran und Gegenelektrode \Rightarrow <i>im Frequenzbereich oberhalb von 100 kHz geeignet</i>
isolierende rechteckförmige Stege	Kolbenschnelle steigt mit sinkender Steghöhe, Güte um 3 \Rightarrow <i>geeignet im Frequenzbereich von [200; 500] kHz</i>
perforierte Gegenelektrode	Kolbenschnelle [0.50; 0.26] m/s bei [50; 100] kHz und \bar{U} von 200 V und \hat{U} von 120 V; breitbandige Ultraschallsender im Frequenzbereich von [20; 200] kHz in einer Größe bis A3 mit einer Kapazität von 65 pF/cm ² herstellbar \Rightarrow <i>hohe Kolbenschnelle, geringe Kapazität</i>
V-förmige Rillen	Kolbenschnelle 0.14 m/s bei \bar{U} von 200 V und \hat{U} auf 200 V hochgerechnet, Frequenzbereich von [50; 100 (200)] kHz, 27 pF/cm ² \Rightarrow <i>geringe Kapazität zu Lasten der Kolbenschnelle</i>
mikromechanisch gefertigte Ultraschallsender	Kolbenschnelle um 0.15 m/s bei 1.7 MHz, gute Reproduzierbarkeit, Wandlerarrays inklusive Ansteuerung und Verstärker auf einem Wafer herstellbar \Rightarrow <i>geeignet im MHz-Bereich</i>
PIEZOELEKTRISCHE ULTRASCHALLSENDER – PIEZOKERAMIK MIT ANPASSELEMENTEN	
$\lambda/4$ -Anpasssschicht	Schicht aus hohlen Glaskügelchen mit Bindemittel \Rightarrow <i>geeignet im Frequenzbereich von [50; 250] kHz, wenn gleichmäßige Verteilung der Glaskügelchen gelingt; mikromechanisch determinierte Anpassschicht \Rightarrow geeignet im MHz-Bereich</i>
Piezokeramik im Kompositwerkstoff	Kolbenschnelle im 3-schichtigen Aufbau bis 0.3 m/s bei \hat{U} auf 100 V hochgerechnet und einer Frequenz um 100 kHz \Rightarrow <i>geeignet im Frequenzbereich von [40k; 2M] Hz</i>
Axialschwinger im Zylinder	Kolbenschnelle 0.28 m/s bei \bar{U} auf 200 V hochgerechnet, Frequenz von 75 kHz, Güte 10 \Rightarrow <i>geeignet im Frequenzbereich von [50; 200] kHz</i>
Bimorph-Element mit Trichter	\Rightarrow <i>kommerzielle Wandler mit hohem Schalldruckpegel bis zu einer Frequenz von 40 kHz verfügbar</i>
Multihorn-Platte	Anstieg des Schalldruckpegels von Schallsendern mit hoher mechanischer Steifigkeit bis 10 dB im Frequenzbereich von [30; 90] kHz \Rightarrow <i>Schallsender besitzt selbst eine zu geringe Kolbenschnelle</i>

Fortsetzung auf der folgenden Seite

Fortsetzung	
Wandlerverfahren	Eigenschaften \Rightarrow Bewertung als Schallquelle im Frequenzbereich um 100 kHz
piezoelektrischer Längsschwinger mit gestufter Platte	Wandler bis 70 cm Durchmesser, Antrieb mit piezoelektrischem Längsschwinger, Schalldruckpegel um 160 dB, Wirkungsgrad bis 80 % \Rightarrow <i>extrem schmalbandige Wandler mit hoher Kolbenschnelle im Frequenzbereich von [10; 40] kHz herstellbar</i>
Dünnschicht-Komposit-Wandler	Kolbenschnelle 0.15 m/s bei einer Resonanzfrequenz von 44 kHz und einer Güte von 176 \Rightarrow <i>extrem schmalbandig, geringe Kolbenschnelle</i>
PIEZOELEKTRISCHE ULTRASCHALLSENDER – PIEZOPOLYMERWANDLER	
statisch gewölbte Polymerfolie	Form von Zylinder-(Kugel-)Schalen durch Unterfütterung mit Schaumstoff stabilisiert, Frequenzbereich um 100 kHz \Rightarrow <i>toleranzempfindlich wegen der regelmäßigen Einspannungen der Folie</i>
statisch gewellte Polymerfolie	Kolbenschnelle im Bereich von [0.65; 1.3] m/s bei \hat{U} auf 150 V hochgerechnet, Frequenz von 40 kHz, Güte 10, große Wandlerflächen realisierbar (20*20 cm ²) \Rightarrow <i>geeignet im Frequenzbereich von [40; 400] kHz</i>
statisch druckbelastete Polymerfolie	zur Erzeugung hoher Schalldruckpegel \Rightarrow <i>wahrscheinlich geeignet im Frequenzbereich bis 100 kHz</i>
PSEUDO-PIEZOELEKTRISCHE ULTRASCHALLSENDER	
Dickenschwinger aus EMFi	Kolbenschnelle um 0.022 m/s bei 100 kHz und \hat{U} von 100 V \Rightarrow <i>für Ankopplung an Luft zur Erzeugung hoher Schalldruckpegel ungeeignet</i>

Die kapazitiven Wandler mit perforierter Gegenelektrode wurden bereits auf die Abstrahlung eines maximalen Schalldrucks optimiert [16]. Mit diesem Verfahren konkurrieren hinsichtlich der erreichbaren Kolbenschnelle die kapazitiven Wandler mit rechteckförmigen Stegen auf der Gegenelektrode, die bereits in [7] untersucht wurden. Darüber hinaus wird im Abschnitt 4 der hier vorliegenden Arbeit die Energieeinspeisung zwischen den Stegoberflächen und der Membranfolie mit einem Netzwerkmodell quantitativ abgeschätzt, wozu die mechanische Impedanz am Ort der Krafteinspeisung zu beachten ist. Da das hier vorgestellte Netzwerkmodell zugängliche Systempunkte am gesamten Querschnitt der Membran besitzt, bildet es bei einer hinreichend feinen Diskretisierung des Querschnittes der Membran auch die Schwingungsform und die Resonanzfrequenz der höheren Harmonischen ab. Diese Resonanzen entstehen im Gegensatz zum Modell von Merhaut [50], ohne sie durch zusätzliche Zweipole direkt zu implementieren. Im Abschnitt 8 der hier vorliegenden Arbeit werden die theoretisch ermittelten Leistungsgrenzen kapazitiver Wandler experimentell überprüft.

Mit Piezopolymer-Ultraschallsendern werden beim Einsatz gewellter uniaxialer PVDF-Folie hohe Kolbenschnellen auf großen Flächen erzeugt [63]. Innerhalb der hier vorliegenden Arbeit werden die zur Zeit wenig bekannten Leistungsgrenzen von statisch druckbelasteten PVDF-Foliewandlern im Abschnitt 5 ermittelt. Diese Folien schwingen um ihre statische Ruhelage, so dass ihre Resonanzfrequenz neben der mechanischen Spannung und der Biegesteifigkeit auch von der Form der statischen Durchbiegungsfunktion abhängt. Alle 3 Effekte werden in einer numerischen Simulationsrechnung berücksichtigt. Die berechneten Leistungsgrenzen solcher PVDF-Folienwandler werden experimentell im Abschnitt 9 überprüft.

3 Netzwerkmodell der Streifenmembran und der gespannten Streifenplatte

Die Leistungsgrenzen kapazitiver und piezoelektrischer Folienwandler werden in den Abschnitten 4 und 5 mit Netzwerkmodellen berechnet, die einen übersichtlichen Zugang zu den physikalischen Ursachen wichtiger Eigenschaften der Schallsender liefern. Außerdem ermöglichen sie wegen der geringen Rechenzeit der Netzwerkanalyse die Durchführung aufwendiger Optimierungsverfahren zur Bestimmung der idealen Konfiguration der Wandler.

Zuerst wird das quasistatische und das dynamische Verhalten einer Streifenmembran durch ein Netzwerkmodell abgebildet und der Einfluss des Diskretisierungsfehlers auf wichtige Systemgrößen untersucht (siehe auch [42]).

Im darauffolgenden Abschnitt wird eine ungespannte Streifenplatte betrachtet, deren Durchbiegungsfunktion ausschließlich von ihrer Biegesteifigkeit bestimmt ist. Aus dem finiten Element des Biegers wird das Netzwerkmodell der ungespannten Streifenplatte aufgebaut.

Durch die Superposition der Netzwerkmodelle der Streifenmembran und der ungespannten Streifenplatte überlagern sich die Wirkungen der mechanischen Spannung und der Biegesteifigkeit, woraus das neue Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte folgt. Es ermöglicht die Berechnung des quasistatischen und des dynamischen Verhaltens der gespannten Streifenplatte bei der Schwingung um ihre gestreckte Lage (siehe auch [44]). Außerdem können geschichtete Streifenplatten durch die Einführung eines effektiven Elastizitätsmoduls bzw. eines effektiven Flächenträgheitsmomentes mit dem Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte berechnet werden.

Abschließend wird dargestellt, wie das quasistatische Verhalten gespannter und statisch druckbelasteter Streifenplatten mit Hilfe des Netzwerkmodells der gespannten Streifenplatte berechnet werden kann. Das dynamische Verhalten solcher Systeme folgt aus einem heuristischen Netzwerkansatz, der am Ende des Abschnittes dargestellt ist.

3.1 Netzwerkmodell der Streifenmembran

3.1.1 Quasistatische Modellierung

Bild 3.1 zeigt den Querschnitt einer Streifenmembran, die durch eine Einzelkraft ausgelenkt wird. Die Streifenmembran besitzt die Breite b (Tiefenrichtung des Bildes) und die Dicke d und wird durch die ortsunabhängige Membranspannung T gespannt. In Anhang A.2 wird gezeigt, dass das quasistatische Verhalten der Streifenmembran und des korrespondierenden Netzwerkmodells in allen N Systempunkten übereinstimmt. Als einzige Voraussetzung berechnet sich jede Nachgiebigkeit des Netzwerkmodells aus dem Quotient der Länge des korrespondierenden Abschnittes der Streifenmembran und ihrer konstanten Spannkraft.

3.1.2 Erweiterung zum dynamischen Modell

Das quasistatische Netzwerkmodell der Streifenmembran aus Bild 3.1 wird für Untersuchungen bis einschließlich der ersten Resonanz erweitert. Da es eine beliebige Diskretisierung des Querschnittes der Streifenmembran zulässt, werden symmetrische finite Elemente zur Erleichterung

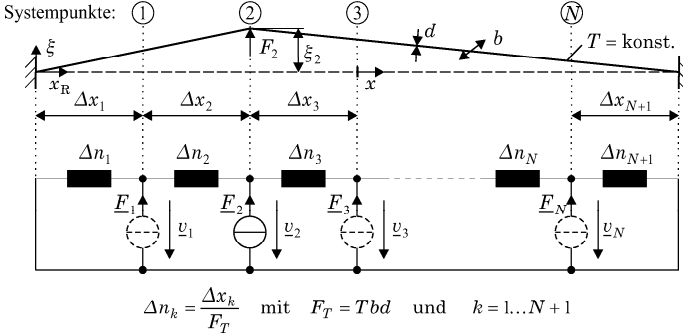


Bild 3.1: oben: Querschnitt einer Streifenmembran, ausgelenkt durch eine Einzelkraft, unten: quasistatisches Netzwerkmodell einer Streifenmembran bei beliebiger Diskretisierung ihres Querschnittes

der späteren Weiterverarbeitung des Netzwerkmodells gebildet. Dieses Vorgehen setzt eine gerade Anzahl von Membranabschnitten voraus, wobei jeweils zwei benachbarte die gleiche Länge besitzen ($\Delta x_1 = \Delta x_2, \Delta x_3 = \Delta x_4$, usw.). Die Masse der benachbarten Membranabschnitte gleicher Länge wird im Netzwerkmodell als erste Näherung zwischen den korrespondierenden Nachgiebigkeiten durch je ein Bauelement Δm eingefügt.

Das resultierende dynamische Netzwerkmodell ist in Bild 3.2 dargestellt. Darin sind nur noch die massebehafteten Systempunkte nummeriert. Die Längen der benachbarten Membranabschnitte aus dem quasistatischen Netzwerkmodell wurden zusammengefasst und mit der neuen Nummerierung der Systempunkte versehen. Um zu betonen, dass die Nachgiebigkeiten durch die mechanische Spannung der Streifenmembran determiniert sind, wurde an diesen Bauelementen der Index T angefügt. Das dynamische Netzwerkmodell der Streifenmembran kann durch ein beliebiges Kraftfeld in den Systempunkten angeregt werden.

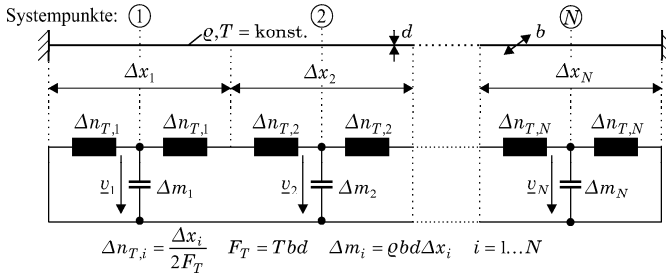


Bild 3.2: oben: Querschnitt einer Streifenmembran, unten: dynamisches Netzwerkmodell einer Streifenmembran mit symmetrischen finiten Elementen

3.1.3 Einfluss des Diskretisierungsfehlers

Den Einfluss des Diskretisierungsfehlers auf die Genauigkeit wichtiger Systemgrößen verdeutlicht ein Vergleich der Simulationsergebnisse des dynamischen Netzwerkmodells aus Bild 3.2 mit den korrespondierenden analytischen Lösungen. Diese liegen für die quasistatische Auslenkung der Streifenmembran bei Druckbelastung [40] und für die Resonanzfrequenz der schwingenden Saite [17] vor.

Bild 3.3 zeigt, dass bereits bei der Anwendung von nur 11 Systempunkten der relative Fehler beider Systemgrößen unter 1 % gesunken ist. Weiterhin entspricht die mit dem Netzwerkmodell berechnete Schwingungsform der erwarteten cosinusförmigen Eigenmode. Die Genauigkeit des Netzwerkmodells steigt mit der Anzahl der verwendeten Systempunkte.

3.2 Netzwerkmodell der ungespannten Streifenplatte

In Bild 3.4 ist das quasistatische Netzwerkmodell einer ungespannten Streifenplatte dargestellt. Es ist aus N finiten Elementen des Biegers [40] aufgebaut, die ausschließlich die Biegesteifigkeit der Struktur berücksichtigen und die Scherdeformation vernachlässigen. Jedes symmetrische finite Element verknüpft die rotatorische mit der translatorischen Bewegung über je zwei Transformatoren, deren Übersetzungsverhältnis der halben Elementlänge entspricht. Die Rotationsnachgiebigkeit Δn_R ist durch die Biegesteifigkeit der Streifenplatte bestimmt.

Die Durchbiegungsfunktion der Streifenplatte ist durch deren Elastizitätsmodul und das Flächenträgheitsmoment sowie deren Lagerung an beiden Enden determiniert. Orthogonal zum dargestellten Querschnitt soll die Breite b der Streifenplatte groß gegenüber ihrer Querschnittslänge sein, was im effektiven Elastizitätsmodul [40] E' berücksichtigt wurde. Ein Ende der ungespannten Streifenplatte muss in Richtung ihres Querschnittes verschieblich gelagert sein, damit sich während der Biegung keine mechanische Spannung ausprägt. Als Beispiel wird am linken Ende der ungespannten Streifenplatte drehwinkelfrei eine Kraft eingespeist, während sie am rechten Ende horizontal verschieblich gelagert ist. Darüber hinaus sind andere Randbedingungen einstellbar, wie die Einspeisung von Schnellen, Momenten oder Winkelgeschwindigkeiten.

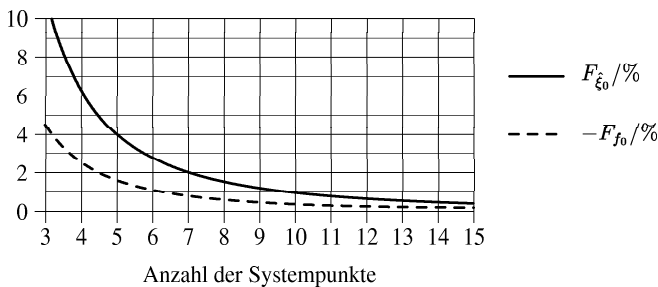


Bild 3.3: Relativer Fehler der Auslenkung in der Mitte der Streifenmembran bei Druckbelastung F_{ξ_0} und der Resonanzfrequenz F_{f_0} bei Anwendung des Netzwerkmodells aus Bild 3.2 in Abhängigkeit der Anzahl der Systempunkte

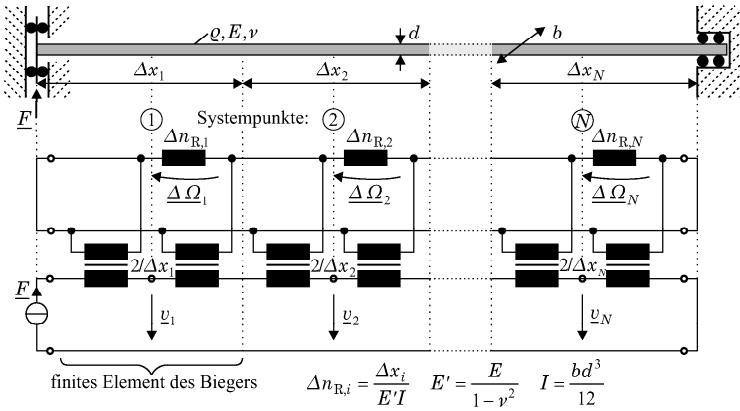


Bild 3.4: oben: Querschnitt einer ungespannten Streifenplatte, unten: quasistatisches Netzwerkmodell einer ungespannten Streifenplatte mit symmetrischen finiten Elementen

3.3 Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte

In den folgenden Betrachtungen werden Streifenplatten untersucht, deren Dicke sowie deren Abstand der Einspannungen große Intervalle durchlaufen. Außerdem soll eine mechanische Vorspannung der Streifenplatte in die Untersuchungen einbezogen werden, deren Betrag ebenfalls in weiten Bereichen variiert. Daher wird ein Netzwerkmodell benötigt, welches den Übergang einer mechanischen Struktur zwischen den Grenzfällen der Streifenmembran ($I \rightarrow 0$) und der ungespannten Streifenplatte ($T \rightarrow 0$) abbildet.

Die mechanische Spannung als auch die Biegesteifigkeit müssen im Übergangsbereich zwischen den Grenzfällen der Streifenmembran und der ungespannten Streifenplatte berücksichtigt werden. Da beide Eigenschaften in der selben mechanischen Struktur auftreten, führt die Überlagerung der Netzwerkmodelle beider Grenzfälle zum neuen Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte. Die angewendete elektromechanische Analogie von Kraft und Strom bildet die Addition von Kräften an Orten gleichen Bewegungszustandes als Addition von Strömen in den Schaltungsknoten des Netzwerkmodells ab. Damit können diejenigen Schaltungsknoten der Netzwerkmodelle der Streifenmembran aus Bild 3.2 und der ungespannten Streifenplatte aus Bild 3.4 kurzgeschlossen werden, die jeweils zum selben Ort auf dem Querschnitt der Streifenplatte gehören.

Das resultierende Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte ist in Bild 3.5 dargestellt. Im oberen Teil erkennt man das quasistatische Netzwerkmodell der ungespannten Streifenplatte aus Bild 3.4. In dessen translatorischer Ebene ist nun jeder Transformator durch je eine Nachgiebigkeit Δn_T überbrückt, die aus dem Netzwerkmodell der Streifenmembran aus Bild 3.2 entnommen sind. Sie repräsentieren die Wirkung der mechanischen Spannung. Die Masse jedes Abschnittes der gespannten Streifenplatte ist in erster Näherung in der Mitte jedes symmetrischen finiten Elementes angeordnet. Weiterhin kann an den Systempunkten ein beliebiges Kraftfeld eingespeist werden.

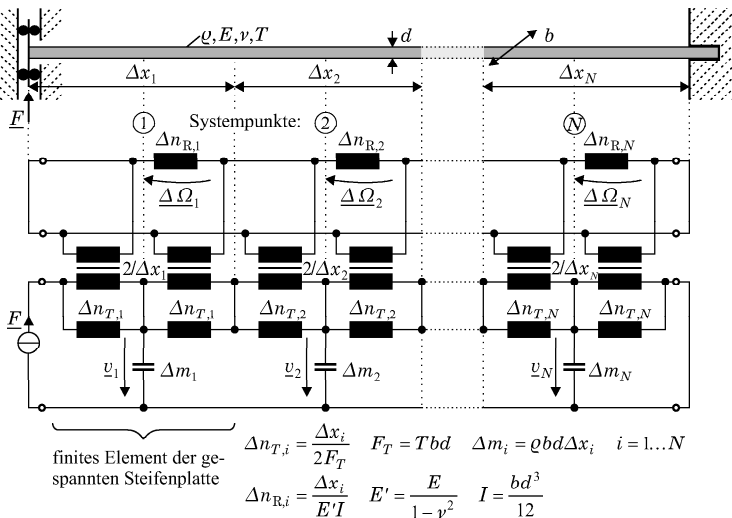


Bild 3.5: oben: Querschnitt einer gespannten Streifenplatte, unten: dynamisches Netzwerkmodell einer gespannten Streifenplatte mit symmetrischen finiten Elementen

Um die mechanische Spannung T in der gespannten Streifenplatte einzustellen, muss sie in Richtung der Horizontalen gedehnt und anschließend unverschieblich gelagert werden. Bezüglich der vertikalen translatorischen und der rotatorischen Bewegung können wieder beliebige Randbedingungen gewählt werden. Das Netzwerkelement der gespannten Streifenplatte besitzt daher Randbedingungen, die ihre Bewegung in zwei orthogonalen Richtungen einschränkt.

In der Anlage A.3 ist der Grenzübergang eines finiten Netzwerkelementes der gespannten Streifenplatte bei verschwindender Elementlänge dargestellt. Die Differenzengleichungen des finiten Netzwerkelementes werden in die korrespondierenden Differentialgleichungen überführt. Bei der Vernachlässigung der Biegesteifigkeit bzw. der mechanischen Spannung entstehen daraus die Differentialgleichung der schwingenden Saite bzw. des Balkens. Damit ist die Gültigkeit des Netzwerkelementes der gespannten Streifenplatte für beide Grenzfälle gezeigt.

Die Gültigkeit des Netzwerkelementes im Übergangsbereich zwischen beiden Grenzfällen kann nur durch ein unabhängiges numerisches Simulationsverfahren punktweise überprüft werden. Diese numerische Verifikation erfolgt nach der Einbeziehung des Formeinflusses bei gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatten im Abschnitt 3.4.

3.4 Gespannte und statisch druckbelastete Streifenplatte

Das Netzwerkmodell aus Bild 3.5 beschreibt die Schwingung einer gespannten Streifenplatte um ihre gestreckte Lage. Bild 3.6 zeigt darüber hinaus den Querschnitt einer gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte, die um ihre statische Durchbiegungsfunktion schwingt. Sie kann mit Hilfe des Netzwerkmodells der gespannten Streifenplatte in einem iterativen Pro-

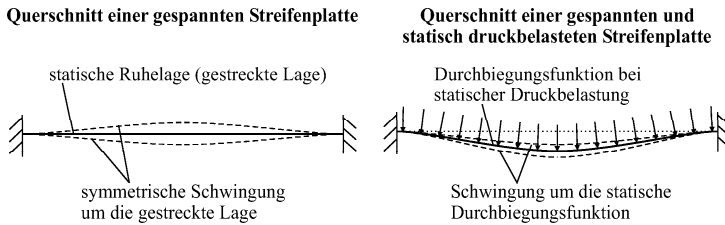


Bild 3.6: Statische Lage und Schwingungsform einer gespannten Streifenplatte ohne und mit statischer Druckbelastung

zess bestimmt werden. Die Simulation des dynamischen Verhaltens der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte erfordert einen heuristischen Netzwerkansatz, der das Kleinsignalverhalten bei ihrer Schwingung um die statische Durchbiegungsfunktion beschreibt. Er berücksichtigt den Einfluss der statischen Durchbiegungsfunktion auf die Schwingungsform und die Resonanzfrequenz der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte.

3.4.1 Berechnung der quasistatischen Durchbiegungsfunktion

Wird eine beidseitig in der Horizontalen unverschieblich gelagerte gespannte Streifenplatte mit einer Druckkraft belastet, so verlängert sich der Plattenquerschnitt. Daher ist die mechanische Spannung nichtlinear von der Druckbelastung abhängig.

Deshalb wird vorerst eine so kleine Druckbelastung betrachtet, bei der die Änderung der mechanischen Spannung noch vernachlässigbar klein gegenüber der mechanischen Vorspannung in der gestreckten Lage ist. Dann folgt die quasistatische Durchbiegungsfunktion der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte mit dem Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte aus Bild 3.5, worin die Systempunkte mit einer harmonischen Druckkraft angeregt werden. Ihre Frequenz muss weit unterhalb der ersten Resonanz der Streifenplatte liegen. Dort haben die Massenelemente keinen Einfluss auf die berechnete Schnelleverteilung über dem Querschnitt der Streifenplatte, weshalb sie bei der Simulationsrechnung vernachlässigt werden. Die Normierung der Schnelleverteilung auf die Kreisfrequenz führt auf die quasistatische Durchbiegungsfunktion.

Bei einer stärkeren Druckbelastung muss die Durchbiegungsfunktion iterativ bestimmt werden, so lange bis die in das Netzwerkmodell eingesetzte und die damit berechnete mechanische Spannung der Streifenplatte übereinstimmen. Alle Netzwerkelemente werden dabei der jeweils berechneten Durchbiegungsfunktion angepasst. Die Verwendung des linearen Netzwerkmodells aus Bild 3.5 sichert die Konvergenz dieses iterativen Prozesses.

Die Randbedingung der orthogonal zur Bewegungsrichtung unverschieblich gelagerten Enden der Streifenplatte determiniert die mechanische Spannung und ist damit implizit im Netzwerkmodell enthalten.

3.4.2 Dynamisches Verhalten bei der Schwingung um die quasistatische Durchbiegungsfunktion

Die gespannte und statisch druckbelastete Streifenplatte schwingt bei kleinen Druckänderungen um ihre quasistatische Durchbiegungsfunktion (vgl. Bild 3.6 rechts). Sie wird wegen ihrer nichtlinearen Abhängigkeit von der mechanischen Spannung iterativ berechnet, wobei alle Netzwerk-Bauelemente an die Einspannbedingungen der Streifenplatte und die statische Druckbelastung anzupassen sind.

Um die Schwingung der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte bei kleinen Druckänderungen zu modellieren, muss die Bewegung ihrer finiten Elemente um die statische Ruhelage ermöglicht werden. Bild 3.7 zeigt solch ein finites Element, das bei einer dynamischen Druckänderung in Richtung seiner Flächennormalen schwingt. Die dazu notwendige Längenänderung des Elementes durch die Längskraft folgt aus der linearen Spannungs-Dehnungs-Relation. Deshalb werden im mechanischen Modell des finiten Elementes der gespannten Streifenplatte symmetrisch zur Rotationsnachgiebigkeit zwei Translationsnachgiebigkeiten Δn_E eingefügt. Damit die Wirkung dieser Nachgiebigkeiten in ein Netzwerkmodell einfließen kann, werden sie in ihre Anteile in der x - und y -Richtung zerlegt. Die Längskraft teilt sich wie die resultierende dynamische Längenänderung nach der Lage des finiten Elementes in ihre Komponenten auf. Daher sind die in x - und y -Richtung wirksamen Nachgiebigkeiten

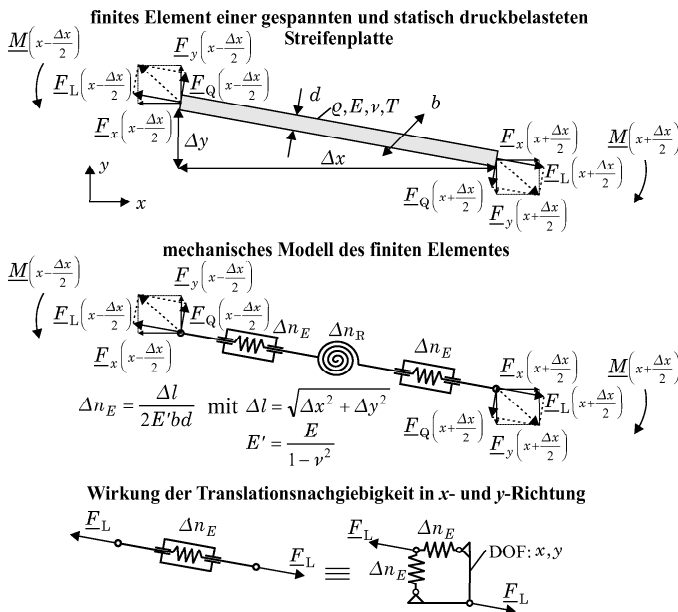


Bild 3.7: Mechanisches Schema eines finiten Elementes der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte

gleich groß. Aus der Betrachtung der Grenzfälle der horizontalen bzw. der vertikalen Lage des finiten Elementes ergibt sich, dass die anteiligen Nachgiebigkeiten durch die Längsdehnung in der x - und y -Richtung der Nachgiebigkeit in Längsrichtung Δn_E entsprechen.

Das finite Netzwerkelement der gespannten Streifenplatte aus Bild 3.5 wird um eine zweite Translationsbewegung erweitert, die die horizontale Schwingung repräsentiert. In Bild 3.8 ist das resultierende finite Netzwerkelement dargestellt, das das dynamische Verhalten der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte bei der Schwingung um ihre quasistatische Durchbiegungsfunktion durch einen heuristischen Netzwerkansatz beschreibt. Die äußeren Kräfte $\underline{F}_x(x \pm (\Delta x/2))$ bzw. $\underline{F}_y(x \pm (\Delta x/2))$ tragen gemäß der Hebellängen Δy bzw. Δx ihre Anteile zum Biegemoment über dem finiten Element bei. Die Masse jedes finiten Elementes muss in x - und y -Richtung beschleunigt werden und tritt deshalb in beiden Bewegungsrichtungen auf. Die dynamische Dehnung bzw. Stauchung des finiten Elementes durch die äußeren Kräfte gemäß der linearen Spannungs-Dehnungs-Relation wird durch die Einführung der Nachgiebigkeiten Δn_E abgebildet. Außerdem kann an jedem Systempunkt die entsprechende Komponente einer Kraft eingespeist werden.

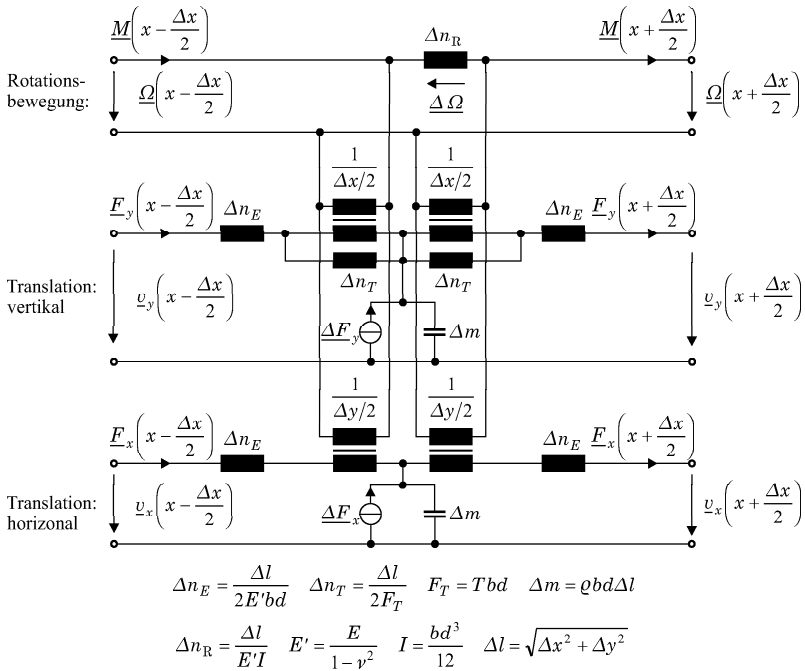


Bild 3.8: Finites Netzwerkelement der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte, heuristischer Netzwerkansatz zur Beschreibung des Kleinsignalverhaltens bei ihrer Schwingung um die quasistatische Durchbiegungsfunktion

Schließlich geht Bild 3.8 bei einer vernachlässigbaren Durchbiegung ($\Delta y \rightarrow 0$) in das finite Netzwerkelement der gespannten Streifenplatte über, wenn die Nachgiebigkeiten der linearen Spannungs-Dehnungs-Relation wieder eliminiert werden ($\Delta n_E \rightarrow 0$).

Die Verifikation der vorgestellten Netzwerkmodelle aus den Abschnitten 3.3 und 3.4 erfolgte durch eine Reihe numerischer Berechnungen mit dem Finite Elemente Programm ANSYS. Überprüft wurden die maximale quasistatische Durchbiegung und die mechanische Spannung gespannter und statisch druckbelasteter Streifenplatten zur Bestätigung des Netzwerkmodells aus Bild 3.5 sowie ihre Resonanzfrequenz zur Validierung des heuristischen Netzwerkansatzes aus Bild 3.8. Die Ergebnisse beider physikalisch unabhängiger Simulationsverfahren stimmen in einem großen Bereich der freien Parameter gut überein. Die zur Validierung gewählten Geometrie- und Werkstoffparameter der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatten korrespondieren mit den im Abschnitt 5 untersuchten PVDF-Folienwandlern. Die Simulationsergebnisse beider Verfahren sind im Anhang C zusammengestellt.

4 Theoretische Untersuchung kapazitiver Resonanzwandler

In diesem Abschnitt werden die Leistungsgrenzen kapazitiver Resonanzwandler theoretisch untersucht. Im Vordergrund steht der Einfluss isolierender bzw. leitender rechteckförmiger Stege auf der Gegenelektrode auf die erreichbare Kolbenschnelle, die mit einem Netzwerkmodell berechnet wird (siehe auch [43][45]). Neben der Belastung durch das Schallfeld werden Verluste durch Wärmeleitung in den eingeschlossenen Luftvolumina zwischen der Membran und der Gegenelektrode in das Netzwerkmodell einbezogen.

In Wandlern mit leitenden Stegen treten inhomogene Kraftfelder auf. Ihr Einfluss auf das mechanisch-akustische Übertragungsverhalten wird unter der Beachtung der lokalen mechanischen Impedanz der Membran untersucht. Außerdem erfolgt eine quantitative Abschätzung der eingespeisten Energie zwischen den leitenden Stegoberflächen und der Membran.

Bei Wandlern mit isolierenden Stegen wird die Abhängigkeit der Durchschlagfeldstärke von der Dicke der Luftschicht in die Berechnung der Kolbenschnelle einbezogen.

4.1 Aufbau kapazitiver Resonanzwandler

In Bild 4.1 ist ein kapazitiver Resonanzwandler dargestellt. Er besteht aus einer oberseitig metallisierten und mechanisch gespannten Kapton-Folie, die auf einer ebenen Gegenelektrode aufliegt. Auf der Oberseite der Gegenelektrode befinden sich parallele und äquidistante Stege mit einem rechteckförmigen Querschnitt. Sie bestehen aus einem Isolierstoff oder sind leitfähig mit der Gegenelektrode verbunden. Die Abmessungen der Stege sowie ihr Abstand wurden aus den angegebenen Intervallen ausgewählt. Bei einer Betriebsfrequenz über 40 kHz ist die Helmholtzzahl dieser Wandler $He = kR$ größer als 15, weshalb von einer starken Bündelung der ausgesendeten Schallwelle auszugehen ist. Deshalb belastet das Schallfeld die schwingende Membran mit seiner Schallkennimpedanz ρc .

Die mechanischen Eigenschaften eines Wandlerabschnittes von je zwei benachbarten Stegen mit der darüber befindlichen Kapton-Folie beschreibt das Modell der Streifenmembran. Die Biegesteifigkeit der Kapton-Folie ist bei der geringen Dicke von 7 μm , einer hohen mechanischen Spannung und den gewählten Stegabständen vernachlässigbar.

Eine Streifenmembran ist in Bild 4.2 dargestellt. Ihre Resonanzfrequenz ist durch die Mas-

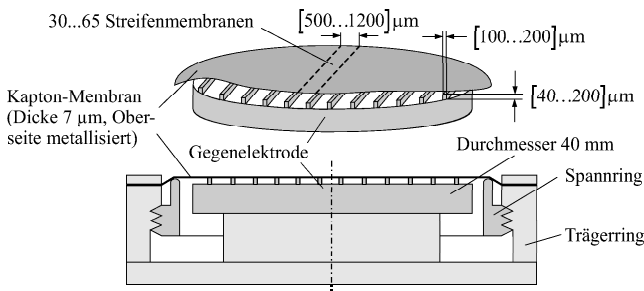


Bild 4.1: Aufbau eines kapazitiven Resonanzwandlers

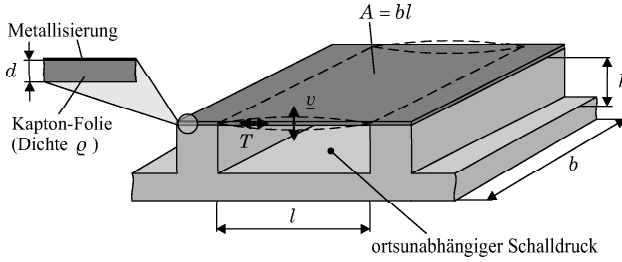


Bild 4.2: Ausschnitt einer Streifenmembran

se und die Steifigkeit der gespannten Membran sowie durch die Steifigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode determiniert. Ihr Stegabstand ist so dimensioniert, dass im untersuchten Frequenzbereich ein Druckausgleich entlang ihres Querschnittes stattfindet.

4.2 Belastung im Resonanzbetrieb

Abgesehen von den Randbereichen der Wandleroberfläche, besitzt jede Streifenmembran rechts und links einen konphas schwingenden Nachbarn. Da das Schallfeld die gesamte Wandlerfläche im Mittel durch seine Schallkennimpedanz ρc belastet, wird von dieser akustischen Impedanz für alle Streifenmembranen ausgegangen:

$$Z_{a,SF} = \rho c / A . \quad (4.1)$$

Außerdem verursacht das zwischen Membran und Gegenelektrode eingeschlossene Luftvolumen Verluste durch Wärmeleitung. Die untersuchten Gegenelektroden als auch die Kapton-Membran besitzen eine hinreichend gute Wärmeleitfähigkeit, weshalb an diesen beiden Grenzflächen von einer konstanten Temperatur ausgegangen wird. Die vollständige Lösung der akustischen Resistanz des eingeschlossenen Luftvolumens aus Gleichung 4.2 [62] (Seite 79)

$$Z_{a,V} = \Re \left\{ Z_{a,0} \frac{1}{j \omega_{Gr}} \left(1 + (\kappa - 1) \frac{\tanh \sqrt{3j \frac{\kappa^2}{\kappa - 1} \frac{\omega}{\omega_{Gr}}}}{\sqrt{3j \frac{\kappa^2}{\kappa - 1} \frac{\omega}{\omega_{Gr}}}} \right)^{-1} \right\}$$

$$Z_{a,0} = \frac{1}{12} \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{p_0}{\lambda} \frac{h \rho c_p}{A} \quad N_{a,0} = \frac{hA}{\kappa p_0} \quad \omega_{Gr} = \frac{1}{N_{a,0} Z_{a,0}} \quad A = bl \quad (4.2)$$

ist in Bild 4.3 für drei Betriebsfrequenzen dargestellt. Die thermodynamischen Größen von Luft sind in Tafel B.1 zusammengestellt. Das Verlustmaximum sinkt mit steigender Frequenz und verlagert sich zu einer geringeren Höhe des eingeschlossenen Luftvolumens.

Befindet sich die Streifenmembran in Resonanz, so wird der Schallfluss bei einem konstanten harmonischen Kraftfeld ausschließlich durch die Verluste im Schallfeld und im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode bestimmt. Um die antreibende Kraft der Wandlerrmembran effektiv in einen akustischen Schallfluss umsetzen zu können,

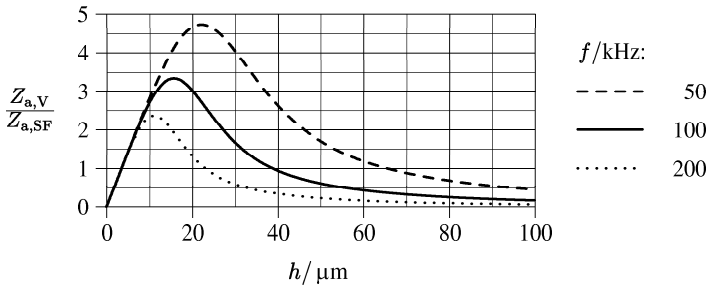


Bild 4.3: Resistanz des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode (Gl. 4.2) normiert auf die Impedanz des Luftschallfeldes (Gl. 4.1) über der Höhe des Luftvolumens

muss die akustische Resistanz des eingeschlossenen Luftvolumens klein gegenüber der Impedanz des Luftschallfeldes sein. Dieser Fall tritt nur bei einer sehr geringen oder großen Höhe (isothermer oder adiabatischer Grenzfall) des eingeschlossenen Luftvolumens ein.

4.3 Netzwerkmodell kapazitiver Resonanzwandler

Das mechanische Verhalten der Streifenmembran einschließlich ihrer ersten Resonanz wird durch das Netzwerkmodell aus Bild 3.2 auf Seite 16 abgebildet. Die Einbeziehung ihrer akustischen Eigenschaften führt zu dem Netzwerkmodell, wie es in Bild 4.4 dargestellt ist. Dazu wird die Schnelle v_i an jedem Systempunkt über die Fläche des korrespondierenden Membransegmentes ΔA_i in den akustischen Volumenfluss \underline{q}_i transformiert. Die Parallelschaltung dieser Wandlervierpole in der akustischen Ebene resultiert aus der vorausgesetzten Ortsunabhängigkeit des Schalldrucks über dem Querschnitt der Streifenmembran. Der Schallfluss \underline{q} auf der Vorderseite der Streifenmembran fließt in die Impedanz des Schallfeldes $Z_{a,SF}$. Die verlustbehaftete Kompression des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode erfolgt mit dem Schallfluss gleichen Betrages aber 180° phasenversetzt. Sie wird durch die Reihenschaltung der Nachgiebigkeit $N_{a,V}$ des eingeschlossenen Luftvolumens und der frequenzabhängigen Verluste $Z_{a,V}$ nach Gleichung 4.2 abgebildet [41]. Außerdem wird an jedem Systempunkt die Einspeisung einer beliebigen harmonischen Kraft ermöglicht.

Aus dem Netzwerkmodell folgt für die akustische Impedanz der Streifenmembran in Resonanz $Z_a = Z_{a,SF} + Z_{a,V}$. Ein konstantes Kraftfeld führt bei dem vorausgesetzten seitlichen Druckausgleich zu einer konstanten Druckdifferenz \underline{p}_W zwischen der Vorder- und Rückseite der Membran, die in Resonanz ausschließlich über den resistiven Bauelementen abfällt. Daraus folgt, dass das Verhältnis der akustischen Impedanz des Schallfeldes zur akustischen Impedanz der Streifenmembran in Resonanz dem Verhältnis des Schallflusses (bzw. der Kolbenschnelle) bei Berücksichtigung und Vernachlässigung der Verluste durch Wärmeleitung entspricht:

$$\frac{Z_{a,SF}}{Z_a} = \frac{1}{1 + \frac{Z_{a,V}}{Z_{a,SF}}} = \frac{\left. \frac{q}{Z_{a,V} > 0} \right|_{f=f_0}}{\left. \frac{q}{Z_{a,V} = 0} \right|_{f=f_0}} = \frac{\left. \frac{v_K}{Z_{a,V} > 0} \right|_{f=f_0}}{\left. \frac{v_K}{Z_{a,V} = 0} \right|_{f=f_0}}. \quad (4.3)$$

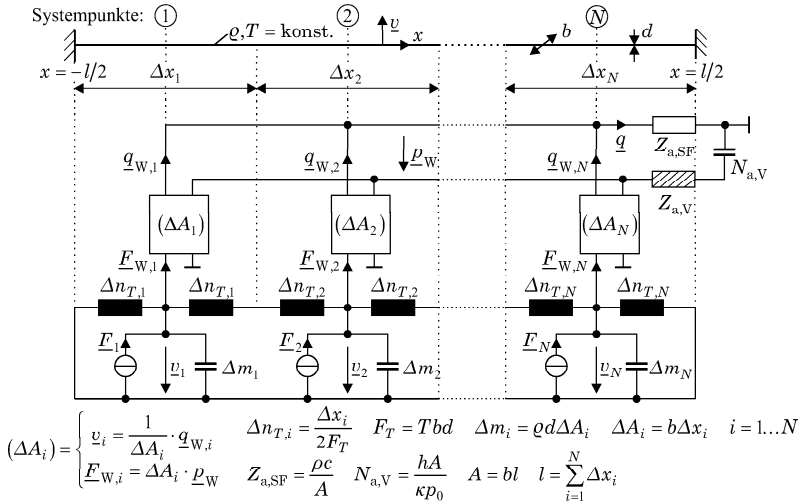


Bild 4.4: Netzwerkmodell einer Streifenmembran einschließlich des Schallfeldes und des Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode ($Z_{a,V}$ Gl. 4.2) und der Einspeisung eines beliebigen Kraftfeldes

4.4 Toleranzempfindlichkeit der Resonanzfrequenz

Das Netzwerkmodell der Streifenmembran nach Bild 4.4 besitzt eine komplizierte Abhängigkeit der Resonanzfrequenz von der Masse und der Steifigkeit der Membran und der Steifigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode. Um näherungsweise die Toleranzempfindlichkeit der Resonanzfrequenz in Abhängigkeit der physikalischen Parameter zu untersuchen, wird das Netzwerkmodell mit konzentrierten Parametern aus Bild 4.5 benutzt. Die enthaltene akustische Masse und die akustische Nachgiebigkeit [41] der Streifenmembran sind im Anhang A.1 abgeleitet. Sie werden gemeinsam mit der Nachgiebigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens vom gleichen Schallfluss durchflossen. Stichproben zeigen, dass die relative Abweichung der Resonanzfrequenz der beiden Netzwerkmodelle nur wenige Prozent beträgt.

Die Resonanzfrequenz des Netzwerkmodells aus Bild 4.5 wird auf die akustische Nachgie-

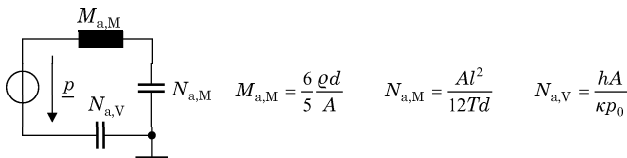


Bild 4.5: Netzwerkmodell einer Streifenmembran mit konzentrierten Parametern

bigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens normiert:

$$f_0 = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{N_{a,M} + N_{a,V}}{M_a N_{a,M} N_{a,V}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1 + \frac{N_{a,M}}{N_{a,V}}}{M_a N_{a,M}}} = \frac{1}{2\pi} \sqrt{\frac{1 + \frac{\kappa p_0}{h} \frac{l^2}{12 T d}}{\frac{1}{10} \frac{\varrho l^2}{T}}} . \quad (4.4)$$

Damit stellt der Zähler von Gleichung 4.4 den Faktor dar, um den sich die Resonanz einer ausschließlich membransteifen Streifenmembran bei der Variation der Steghöhe verändert. Für drei Kombinationen aus dem Stegabstand und der mechanischen Spannung der Membran ist die Resonanzfrequenz in Bild 4.6 über der Steghöhe dargestellt. Speziell die Kombinationen mit der kleinsten und der größten dargestellten mechanischen Spannung entsprechen näherungsweise den im Abschnitt 8 experimentell untersuchten kapazitiven Resonanzwandlern. Wegen der Steifigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens steigt die Resonanzfrequenz bei Steghöhen kleiner als 60 μm deutlich an.

Die Toleranzempfindlichkeit der Resonanzfrequenz wird bei kleinen Änderungen des Stegabstandes bzw. der Steghöhe untersucht. Der lineare Fehler beider Größen folgt aus Gleichung 4.4:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta f_0}{\Delta l} &\approx \frac{df_0}{dl} \rightarrow \frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{\Delta l}{f_0} \frac{df_0}{dl} = \underbrace{\frac{-\Delta l}{l}}_{\text{membransteif}} \frac{1}{1 + \frac{N_{a,M}}{N_{a,V}}} \\ \frac{\Delta f_0}{\Delta h} &\approx \frac{df_0}{dh} \rightarrow \frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{\Delta h}{f_0} \frac{df_0}{dh} = \underbrace{\frac{\Delta h}{2h}}_{\text{luftsteif}} \frac{1}{1 + \frac{N_{a,V}}{N_{a,M}}} . \end{aligned}$$

Die beiden Gleichungen zeigen, dass die relative Abweichung der Frequenz doppelt so stark von der relativen Abweichung des Stegabstandes wie von der relativen Abweichung der Steghöhe abhängt, wenn die akustische Nachgiebigkeit der Streifenmembran und des eingeschlossenen Luftvolumens übereinstimmen. Nachfolgende Betrachtungen zeigen, dass eine große Steghöhe zur Minimierung der Verluste durch Wärmeleitung benötigt wird. Die untersuchten Wandler sind daher membransteif ($N_{a,M} \ll N_{a,V}$). Deshalb hängt ihre relative Abweichung der Resonanzfrequenz dominant vom relativen Fehler des Stegabstandes ab.

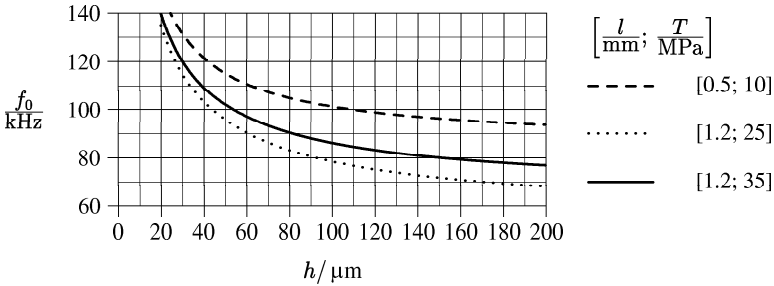


Bild 4.6: Resonanzfrequenz einer Streifenmembran und ihre Abhängigkeit von der mechanischen Spannung der Membran, dem Stegabstand und der Steghöhe (Kaptonfolie: $d = 7 \mu\text{m}$, $\varrho = 1400 \text{ kg/m}^3$)

Damit die Streifenmembranen auf einem Wandler gemeinsam einen maximalen Schallfluss erzeugen, müssen sie möglichst konphas schwingen. Bei der Annahme einer Güte der membransteifen Streifenmembranen von 10 würden sie bereits bei einem relativen Fehler des Stegabstandes von

$$\frac{1}{Q} = \frac{2\Delta f_0}{f_0} \bigg|_{-3 \text{ dB}} \rightarrow -\frac{\Delta l}{l} = \frac{\Delta f_0}{f_0} = \frac{1}{2Q} \bigg|_{Q=10} = 5\%$$

an ihrer Bandgrenze mit einer Phasenverschiebung von $\pm 45^\circ$ arbeiten. Wegen der unvermeidlichen Fertigungstoleranzen im Stegabstand ist daher von Phasenverschiebungen zwischen einzelnen Bereichen solcher Wandler auszugehen. Unabhängig davon entstehen Phasenverschiebungen, wenn die Membran nicht auf den Stegkanten sondern auf statistisch angeordneten Punkten auf den Stegoberflächen aufliegt.

Abschließend wird aus dem Netzwerkmodell aus Bild 4.5 die kleinstmögliche Steghöhe einer luftsteifen Streifenmembran in Abhängigkeit ihrer Resonanzfrequenz abgeleitet. Sie ist durch die Steifigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode bestimmt:

$$f_0|_{\text{luftsteif}} = \frac{1}{2\pi\sqrt{M_a N_{a,v}}} \rightarrow h_{\min} = \frac{\kappa p_0}{\frac{6}{5} \varrho d (2\pi f_0)^2} . \quad (4.5)$$

Die minimale Steghöhe nach Gleichung 4.5 ist für drei unterschiedlich dicke Kapton-Membranen in Bild 4.7 dargestellt. Bei einer Resonanzfrequenz von 100 kHz kann eine Steghöhe von 30 μm beim Einsatz der dünnsten handelsüblichen Kapton-Folie mit einer Dicke von 7 μm nicht unterschritten werden. Die Wahl einer größeren Foliendicke senkt die Bandbreite des Wandlers und ist daher zum Erreichen einer kleineren Steghöhe nicht praktikabel. Um die Verluste durch Wärmeleitung (vgl. Bild 4.3) gering zu halten, müssen Resonanzwandler in der geschlossenen Bauform deshalb oberhalb des Verlustmaximums durch Wärmeleitung arbeiten. Bei einer Resonanzfrequenz von [100; 200] kHz sollte dazu die Steghöhe mindestens [200; 100] μm betragen.

4.5 Kraftwirkung des elektrischen Feldes

In Bild 4.8 ist das elektrische Feld im Querschnitt einer Streifenmembran mit leitenden Ste-

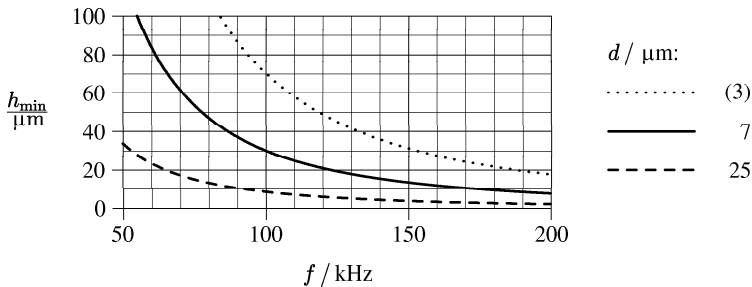


Bild 4.7: Minimale Steghöhe einer Streifenmembran (Kapton-Membran: $\varrho = 1400 \text{ kg/m}^3$) nach Gl. 4.5

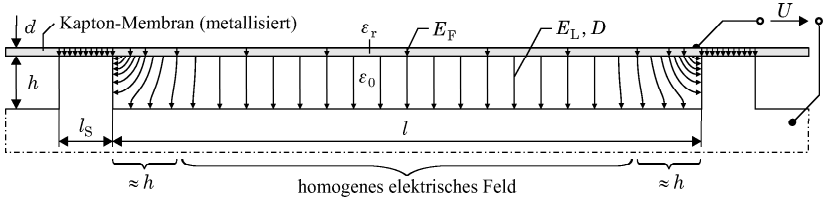


Bild 4.8: Elektrisches Feld im Querschnitt einer Streifenmembran mit leitenden Stegen

gen dargestellt. In der Mitte zwischen den Stegen und über den Stegflächen bildet sich ein homogenes elektrisches Feld aus. Ein stark inhomogenes elektrisches Feld entsteht an den Stegkanten und setzt sich von dort aus bis zu einem Abstand fort, der der doppelten Steghöhe entspricht.

4.5.1 Homogenes elektrisches Feld

In den Bereichen eines homogenen elektrischen Feldes existiert nur die in Bild 4.8 senkrecht eingetragene Normalkomponente des Verschiebungsflusses bzw. der Feldstärke:

$$D = \varepsilon_0 E_L = \varepsilon_0 \varepsilon_r E_F \quad \rightarrow \quad E_L = \varepsilon_r E_F .$$

Die Durchschlagfeldstärke der Luft ist wesentlich kleiner als die der Membranfolie. Deshalb wird der maximale Verschiebungsfluss durch die Durchschlagfeldstärke der Luft begrenzt.

Mit dem Maschensatz folgt die elektrische Feldstärke in der Luftschicht in Abhängigkeit von der angelegten Spannung:

$$U = E_F \cdot d + E_L \cdot h \quad \rightarrow \quad E_L = \frac{U}{h + \frac{d}{\varepsilon_r}} . \quad (4.6)$$

Die Wandlerkapazität im homogenen Teil des elektrischen Feldes in der Mitte zwischen den Stegen beträgt

$$C = \frac{\varepsilon_0 A_{\text{hom}}}{h + \frac{d}{\varepsilon_r}} .$$

Aus der Kapazitätsänderung bei einer finiten Änderung der Steghöhe wird die Kraft auf die Membran berechnet [47]:

$$F = -\frac{U^2}{2} \frac{dC(h)}{dh} \bigg|_h = \frac{\varepsilon_0}{2} A_{\text{hom}} \frac{U^2}{\left(h + \frac{d}{\varepsilon_r}\right)^2} = \frac{\varepsilon_0}{2} E_L^2 A_{\text{hom}} . \quad (4.7)$$

Gleichung 4.7 zeigt, dass die Kraft des homogenen elektrischen Feldes zwischen den Stegen durch die Durchschlagfeldstärke der Luftschicht zwischen der Membran und der Gegenelektrode begrenzt ist.

4.5.2 Inhomogenes elektrisches Feld

Nahe der leitenden Stege ist das elektrische Feld in der Streifenmembran stark inhomogen. Um die Kraft des inhomogenen Feldes an der Membran zu bestimmen, sind die Normal- und Tangentialkomponenten der elektrischen Feldstärke bzw. der Verschiebungsflussdichte an zwei Trennflächen zu beachten [67]. Sie sind in einem Ausschnitt der Streifenmembran in Bild 4.9 dargestellt. Ihr Betrag wird mit einem Feldsimulationsprogramm ermittelt. In späteren Unter-

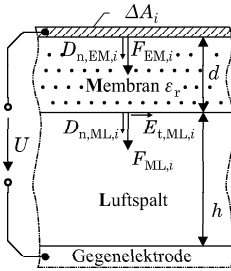


Bild 4.9: Ausschnitt des Querschnittes einer Streifenmembran

$$\begin{aligned}
 \frac{F_{inh,i}}{F_{hom,i}} &= \frac{F_{ML,i} + F_{EM,i}}{F_{hom,i}} \quad \text{mit} \\
 F_{ML,i} &= \frac{1}{2} \left[\frac{D_{n,ML,i}^2}{\varepsilon_0} \left(1 - \frac{1}{\varepsilon_r} \right) + \varepsilon_0 E_{t,ML,i}^2 (\varepsilon_r - 1) \right] \Delta A_i \\
 F_{EM,i} &= \frac{1}{2} \frac{D_{n,EM,i}^2}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \Delta A_i \\
 F_{hom,i} &= \frac{1}{2} \frac{\varepsilon_0 U^2}{\left(h + \frac{d}{\varepsilon_r} \right)^2} \Delta A_i \quad (\text{vgl. Gl. 4.7})
 \end{aligned} \tag{4.8}$$

suchungen wird das Verhältnis der Kraft $F_{i,inh}$ des realen inhomogenen elektrischen Feldes normiert auf ein selbst gewähltes homogenes Bezugsfeld $F_{i,hom}$ benötigt. In Gleichung 4.8 ist die Berechnung dieses Kräfteverhältnisses dargestellt, wobei als Bezugsfeld das homogene elektrische Feld in der Mitte der Streifenmembran gewählt wurde.

Das Verhältnis der ersten harmonischen Komponente der Antriebskraft der Membran bei inhomogenem und homogenem elektrischen Feld stimmt bei der Vernachlässigung von Hystereseigenschaften mit dem Verhältnis der beiden korrespondierenden elektrostatischen Kräfte überein. Deshalb wird das elektrostatische Kräfteverhältnis auch benutzt, um im Abschnitt 4.6.3 das mechanisch-akustische Übertragungsverhalten der Streifenmembran bei einem inhomogenen elektrischen Feld zu bestimmen.

4.5.3 Maximum der Kraft des elektrischen Feldes bei begrenzter Feldstärke

Da die Kraft des elektrischen Feldes nach Gleichung 4.7 vom Quadrat der Spannung abhängt, wird das Übertragungsverhalten kapazitiver Wandler durch die Addition einer Gleichspannung auf das Wechselspannungssignal linearisiert. Bei der Amplitude der Wechselspannung erreicht die elektrische Feldstärke im Luftspalt nach Gleichung 4.6 ihr Maximum:

$$U = \bar{U}(1 + \gamma \cos(\omega t)) \quad \text{mit} \quad \gamma = \frac{\hat{U}}{\bar{U}} \quad \rightarrow \quad E_{L,max} = \frac{\bar{U}(1 + \gamma)}{h + \frac{d}{\varepsilon_r}}. \tag{4.9}$$

Mit Gleichung 4.7 werden die harmonischen Komponenten der Kraft des elektrischen Feldes berechnet und darin die Spannung durch das Summensignal aus Gleichung 4.9 substituiert. Die

Gleichspannung wird durch die maximal zulässige Feldstärke im Luftspalt ersetzt:

$$\left. \begin{array}{l} \bar{F}_{\text{hom}} \\ \hat{F}_{\text{hom}}(\omega) \\ \hat{F}_{\text{hom}}(2\omega) \end{array} \right\} = \frac{\varepsilon_0}{2} A_{\text{hom}} \underbrace{\frac{\bar{U}^2}{\left(h + \frac{d}{\varepsilon_r}\right)^2}}_{\left(\frac{E_{L,\text{max}}}{1+\gamma}\right)^2} \left\{ \begin{array}{l} 1 + \frac{1}{2}\gamma^2 \\ 2\gamma \\ \frac{1}{2}\gamma^2 \end{array} \right. = \frac{\varepsilon_0}{2} A_{\text{hom}} \left(\frac{E_{L,\text{max}}}{1+\gamma} \right)^2 \left\{ \begin{array}{l} 1 + \frac{1}{2}\gamma^2 \\ 2\gamma \\ \frac{1}{2}\gamma^2 \end{array} \right. \quad (4.10)$$

In Bild 4.10 sind drei Komponenten der Kraft des elektrischen Feldes über dem Verhältnis der Amplitude der Wechselspannung und der Gleichspannung dargestellt. Bei der begrenzten Feldstärke im Luftspalt erreicht die erste harmonische Komponente der Kraft ihr Maximum, wenn die Amplitude der Wechselspannung und die Gleichspannung übereinstimmen.

4.5.4 Abhängigkeit der Durchschlagfeldstärke von der Dicke der Luftschicht

Die Abhängigkeit der elektrischen Durchschlagfeldstärke $E_{L,D}$ von der Dicke der Luftschicht wurde näherungsweise durch Experimente untersucht. In Bild 4.11 ist die Durchschlagfeldstärke in Abhängigkeit von Gleich- und Wechselspannung über der Dicke der Luftschicht dargestellt. Die leichte Inhomogenität des elektrischen Feldes im Versuchsaufbau wurde darin berücksichtigt. Bei dem Absinken der Dicke der Luftschicht steigt die Durchschlagfeldstärke stark an. Sie wächst außerdem mit der Amplitude der Wechselspannung.

Um in der Streifenmembran eine maximale Kraft aus dem elektrischen Feld zu erzeugen, muss deshalb die kleinstmögliche Steghöhe benutzt werden und außerdem die Amplitude der Wechselspannung mit der Gleichspannung übereinstimmen.

4.6 Mechanisch-akustisches Übertragungsverhalten

Ein harmonisches Kraftfeld regt die Streifenmembran, dargestellt in Bild 4.2, zum Schwingen und damit zur Schallabstrahlung an. Die Schwingungsform der Streifenmembran und die Wirkung der Verteilung der Kraft entlang ihres Querschnittes wird mit dem Netzwerkmodell aus Bild 4.4 untersucht, worauf sich auch die Bezeichnung der physikalischen Größen bezieht.

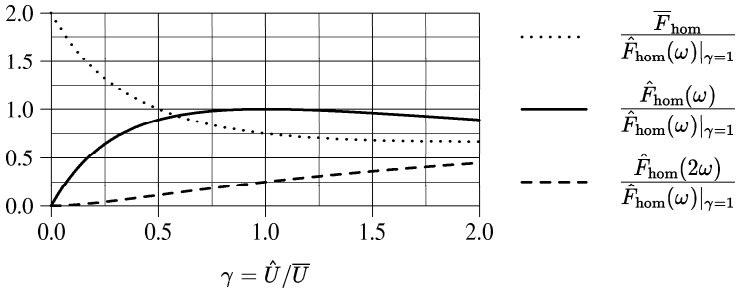


Bild 4.10: Normierte harmonische Komponenten der Kraft (Gl. 4.10) bei konstanter elektrischer Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode als Funktion des Verhältnisses aus der Amplitude der Wechselspannung und der Gleichspannung

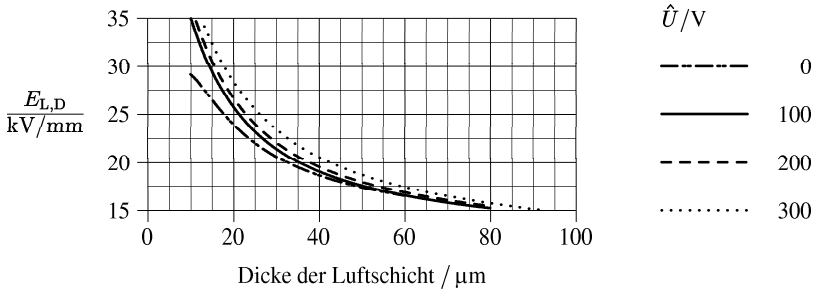


Bild 4.11: Durchschlagfeldstärke in Luft in Abhängigkeit der Dicke der Luftschicht und der Amplitude der Wechselspannung

4.6.1 Homogenes Kraftfeld

Die Streifenmembran der Fläche A wird mit einem homogenen harmonischen Kraftfeld F_{hom} angeregt. Damit folgt die Kraft an den Systempunkten des Netzwerkmodells aus der Größe der Membransegmente ΔA_i :

$$F_{\text{hom},i} = F_{\text{hom}} \frac{\Delta A_i}{A} = F_{\text{hom}} \frac{\Delta x_i}{l} . \quad (4.11)$$

Die Steghöhe ist so gewählt, dass die Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode vernachlässigbar sind ($Z_{a,v} \rightarrow 0$). Zur Vereinfachung der folgenden Betrachtungen befindet sich ein Systempunkt in der Mitte des Querschnittes der Streifenmembran bei $x = 0$.

Schwingungsform und Kolbenschnelle In den Systempunkten des Netzwerkmodells entsteht bei der Anregung mit einem homogenen Kraftfeld die erwartete cosinusförmige Schwingungsform:

$$v_i = v_{x=0} \cos\left(\frac{x_i}{l} \pi\right) .$$

Aus dem Schallfluss wird unter der Benutzung der Schwingungsform das Verhältnis der Kolbenschnelle v_K und der Schnelle $v_{x=0}$ in der Mitte der Streifenmembran abgeleitet:

$$\underline{q} = \sum_{i=1}^N v_i \Delta A_i \quad v_K = \frac{q}{A} = v_{x=0} \underbrace{\sum_{i=1}^N \cos\left(\frac{x_i}{l} \pi\right) \frac{\Delta A_i}{A}}_{N \rightarrow \infty: 2/\pi} \rightarrow v_K = \frac{2}{\pi} v_{x=0} . \quad (4.12)$$

Übertragungsfaktor Als Bezugswert wird der mechanisch-akustische Übertragungsfaktor bei einem homogenen harmonischen Kraftfeld definiert. Bei den vorausgesetzten vernachlässigbaren Verlusten durch Wärmeleitung folgt er aus dem Netzwerkmodell als Konstante:

$$\underline{H}_{K,\text{hom}} = \left. \frac{v_K}{F_{\text{hom}}/A} \right|_{Z_{a,v} \rightarrow 0} = 2.40 \frac{\text{mm/s}}{\text{N/m}^2} . \quad (4.13)$$

4.6.2 Harmonische linienförmige Einzelkraft

Mit dem Netzwerkmodell wird ermittelt, wie die Anregung der Schwingung der Streifenmembran vom Ort der Krafteinspeisung abhängt. Dazu wird die Schnelle $v_{x=0,i}$ in der Mitte der Streifenmembran berechnet, die aus einer harmonischen linienförmigen Einzelkraft \underline{F}_i an ihrem Querschnitt resultiert. Im Netzwerkmodell wird deshalb bei jeder Berechnung der Schnelle immer nur eine Kraftquelle \underline{F}_i aktiviert. Diese Netzwerksimulationen zeigen, dass die mechanische Admittanz der Streifenmembran mit ihrer Schwingungsform korreliert:

$$v_{x=0,i} = \underline{F}_i \cdot \frac{1}{Z_{m,x=0}} \cos\left(\frac{x_i}{l}\pi\right) .$$

Die mechanische Impedanz in der Mitte zwischen den Stegen $Z_{m,x=0}$ liegt als Ergebnis der Netzwerksimulation lediglich als Zahlenwert vor. Ihr analytischer Ausdruck wird mit Hilfe des Überlagerungssatzes bestimmt. Demnach führt die Superposition aller berechneten Schnellen $v_{x=0,i}$ in der Mitte der Streifenmembran auf die Schnelle $v_{x=0}$ bei der gleichzeitigen Anregung der Streifenmembran mit allen Kraftquellen. Die Kraft \underline{F}_i wird an jedem Systempunkt auf die Teilkraft $\underline{F}_{\text{hom},i}$ eines homogenen Kraftfeldes nach Gleichung 4.11 normiert:

$$v_{x=0} = \sum_{i=1}^N v_{x=0,i} = \frac{1}{Z_{m,x=0}} \sum_{i=1}^N \underline{F}_i \cos\left(\frac{x_i}{l}\pi\right) = \frac{\underline{F}_{\text{hom}}}{Z_{m,x=0}} \underbrace{\sum_{i=1}^N \frac{\underline{F}_i}{\underline{F}_{\text{hom},i}} \frac{\Delta A_i}{A}}_{\underline{F}_i \equiv \underline{F}_{\text{hom},i} \cap N \rightarrow \infty: 2/\pi} \cos\left(\frac{x_i}{l}\pi\right) .$$

Die mechanische Impedanz $Z_{m,x=0}$ wird in Abhängigkeit des mechanisch-akustischen Übertragungsfaktors aus Gleichung 4.13 bestimmt. Die Schnelle in der Mitte der Streifenmembran wird dazu in die Kolbenschnelle nach Gleichung 4.12 umgerechnet. Außerdem vereinfacht sich der Ausdruck hinter dem Summenzeichen, wenn das Kraftfeld \underline{F}_i homogen ist:

$$\frac{1}{Z_{m,x=0}} = \frac{\pi}{2} \frac{v_{x=0}}{\underline{F}_{\text{hom}}} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{v_K}{\underline{F}_{\text{hom}}} \rightarrow \frac{1}{Z_{m,x=0}} = \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{H_{K,\text{hom}}}{A} .$$

Die Kolbenschnelle v_K folgt aus der Schnelle in der Mitte der Streifenmembran $v_{x=0}$ und wird somit in Abhängigkeit der Einzelkräfte \underline{F}_i beschrieben. Die mechanische Impedanz $Z_{m,x=0}$ wird durch den gerade bestimmten analytischen Ausdruck substituiert:

$$v_K = \frac{2}{\pi} v_{x=0} = \frac{H_{K,\text{hom}} \pi}{A} \frac{1}{2} \sum_{i=1}^N \underline{F}_i \cos\left(\frac{x_i}{l}\pi\right) . \quad (4.14)$$

Wegen der geringen mechanischen Impedanz bestimmt hauptsächlich die Kraft in der Mitte zwischen den Stegen die Kolbenschnelle der Streifenmembran.

4.6.3 Inhomogenes Kraftfeld

Ist das Kraftfeld entlang des Querschnittes der Streifenmembran inhomogen, so werden die entsprechenden Teilkräfte $\underline{F}_{\text{inh},i}$ an den Systempunkten des Netzwerkmodells eingespeist. Die resultierende Kolbenschnelle berechnet sich nach Gleichung 4.14. Der mechanisch-akustische

Übertragungsfaktor bei inhomogenem Kraftfeld folgt nach der Normierung der Kolbenschnelle mit einem geeigneten homogenen Kraftfeld:

$$\underline{H}_{K,inh} = \frac{v_K}{\underline{F}_{hom}/A} = \underline{H}_{K,hom} \frac{\pi}{2} \sum_{i=1}^N \frac{\underline{F}_{inh,i}}{\underline{F}_{hom}} \cos\left(\frac{x_i}{l} \pi\right).$$

Beispielsweise eignet sich ein homogenes Teilstück zur Normierung des sonst inhomogenen Kraftfeldes. Die darin vorliegende harmonische Druckkraft wird auf die gesamte Fläche der Streifenmembran extrapoliert. Sie entspricht der Kraft \underline{F}_{hom} , die nach Gleichung 4.11 auf die Systempunkte des Netzwerkmodells aufgeteilt wird. Das Verhältnis der Übertragungsfaktoren bei inhomogenem und homogenem Kraftfeld beschreibt die Veränderung der Kolbenschnelle durch das inhomogene Feld gegenüber dem homogenen Bezugsfeld:

$$\frac{\underline{H}_{K,inh}}{\underline{H}_{K,hom}} = \frac{\pi}{2} \sum_{i=1}^N \underbrace{\frac{\underline{F}_{inh,i}}{\underline{F}_{hom,i}} \frac{\Delta A_i}{A}}_{\underline{I}_i \cdot 2/\pi} \cos\left(\frac{x_i}{l} \pi\right). \quad (4.15)$$

Der Faktor \underline{I}_i veranschaulicht den Anteil am Übertragungsfaktor, den die harmonische Kraft am i -ten Systempunkt unter der Einbeziehung ihres Angriffsortes und der wirksamen Fläche leistet.

In Bild 4.12 werden Streifenmembranen durch unterschiedliche inhomogene Kraftfelder zum Schwingen angeregt. Bei allen drei untersuchten Strukturen der Gegenelektrode liegt die mechanisch gespannte Membran auf parallelen Stegkanten auf. Wegen dieser Voraussetzung stellt sich in der ersten Resonanz die cosinusförmige Schwingungsform der Streifenmembran ein. Deshalb kann das Netzwerkmodell aus Bild 4.4 auch für die Halbzylinder- und V-Struktur zur Berechnung des mechanisch-akustischen Übertragungsverhaltens angewendet werden.

Die Komponenten des elektrischen Feldes bzw. der Verschiebungsflussdichte werden in jeder der untersuchten Strukturen mit einem Feldsimulationsprogramm ermittelt. Aus ihnen könnte man die harmonische Kraft in jedem Systempunkt des Netzwerkmodells berechnen und auf diesem Wege das mechanisch-akustische Übertragungsverhalten bestimmen. Das setzt aber besonders in den Gebieten mit einem steilen Gradienten der Kraft nahe der Stege eine sehr feine Diskretisierung des Netzwerkmodells voraus.

Deshalb wird das Verhältnis der mechanisch-akustischen Übertragungsfaktoren aus dem realen inhomogenen und einem selbst gewählten homogenen Kraftfeld nach Gleichung 4.15 berechnet, was mit einer Mathematik-Software mit hoher Auflösung und geringem Aufwand zu bewerkstelligen ist. Dazu werden aus den vorher berechneten Normal- bzw. Tangentialkomponenten der elektrischen Feldstärke bzw. der Verschiebungsflussdichte nach Gleichung 4.8 die lokalen Kräfte an den Systempunkten ermittelt und auf das homogene Kraftfeld der Streifenmembran mit dem gleichen eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode normiert. Mit Gleichung 4.15 wird die Lage des Kraftangriffspunktes bewertet und schließlich das Verhältnis der Übertragungsfaktoren bestimmt. Die gegenübergestellten Strukturen sind gut vergleichbar, da ihre eingeschlossenen Luftvolumina gleich groß sind und deshalb den gleichen Anteil zur Bestimmung der Resonanzfrequenz beitragen. Den dargestellten Steghöhen von [20;90;200] μm entspricht somit bei der V-Struktur eine Tiefe der Nut von [40;180;400] μm .

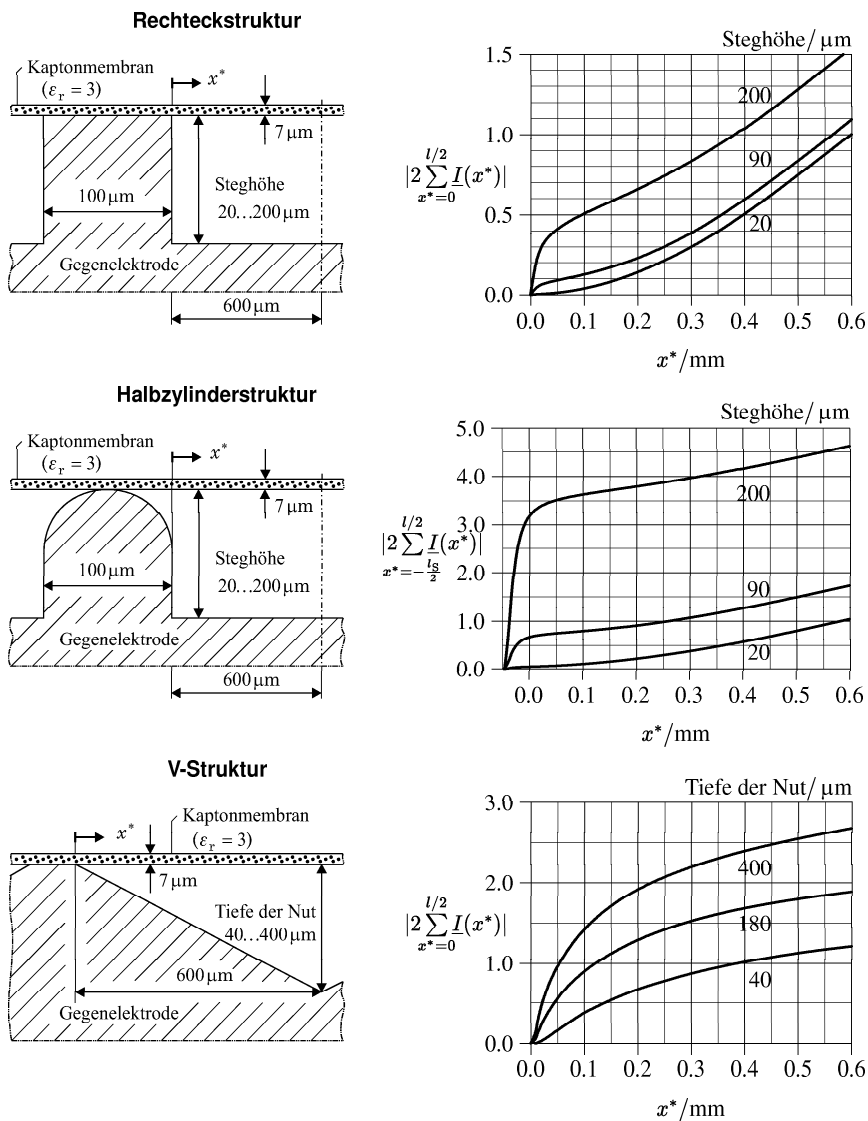


Bild 4.12: Summation des Verhältnisses der mechanisch-akustischen Übertragungsfaktoren bei inhomogenem und homogenem Kraftfeld über dem halben Querschnitt x^* der Streifenmembran (linke Stegkante bis zur Mitte); Bezugswert für den homogenen Übertragungsfaktor ist jeweils die Rechteckstruktur mit dem gleichen eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode

In den Diagrammen im rechten Teil von Bild 4.12 wird das mit der Schwingungsform bewertete Verhältnis \hat{L}_i der lokalen Kraft des inhomogenen Feldes und des homogenen Bezugfeldes nach Gleichung 4.15 über dem halben Querschnitt der Streifenmembran aufsummiert. Das Verhalten der Graphen der Rechteck- und Halbzylinderstruktur ähneln einander. Das inhomogene Kraftfeld entfaltet seine Wirkung beginnend am letzten Auflagepunkt der Membran auf dem Steg bis zu einem Abstand, der der Steghöhe entspricht. Nahe der Stegkante ist aber die mechanische Impedanz der Streifenmembran so hoch, dass die eingespeiste Energie trotz der großen Kraft gering ist. Da die Kraft nahe des Auflagepunktes bei der Halbzylinderstruktur wesentlich größer als bei der Rechteckstruktur ist, steigt dort der Verlauf des Übertragungsfaktors stärker an. Danach dominiert das nahezu homogene Kraftfeld, weshalb die Anstiege der Kurven dort unabhängig von der Steghöhe sind. Sie steigen stärker als linear, da das Minimum der mechanischen Impedanz in der Mitte der Streifenmembran liegt.

Die V-Struktur besitzt selbst keinen homogenen Anteil in ihrem Kraftfeld. Es sinkt von der Stegkante bis zur Mitte der Streifenmembran kontinuierlich ab. Da die Kraft schneller als die mechanische Impedanz abfällt, wachsen die Kurven schwächer als linear. Die V-Struktur stellt gerade in der Mitte der Streifenmembran die geringste harmonische Kraft bereit, wo wegen der kleinen mechanischen Impedanz am effektivsten Energie eingespeist werden könnte.

Im linken Teil von Bild 4.13 ist das Verhältnis der mechanisch-akustischen Übertragungsfaktoren bei inhomogenem und homogenem Kraftfeld als Funktion der Steghöhe dargestellt. Den größten Übertragungsfaktor bei geringer Steghöhe liefert die V-Struktur. Er resultiert aus der großflächigen Konzentration der elektrischen Feldstärke, die näherungsweise in einer Entfernung von einem Viertel des Stegabstandes den Wert des homogenen Bezugfeldes erreicht. Ihr mechanisch-akustischer Übertragungsfaktor wird bei großen Steghöhen von der Halbzylinderstruktur übertroffen. Dort dominiert die hohe Feldstärkekonzentration über der halbrunden Stegobenseite. Den geringsten Einfluss auf den Übertragungsfaktor besitzt die Steghöhe bei der Rechteckstruktur.

Das rechte Diagramm zeigt das Maximum der elektrischen Feldstärke im Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode bezogen auf die homogene Feldstärke der Rechteckstruktur

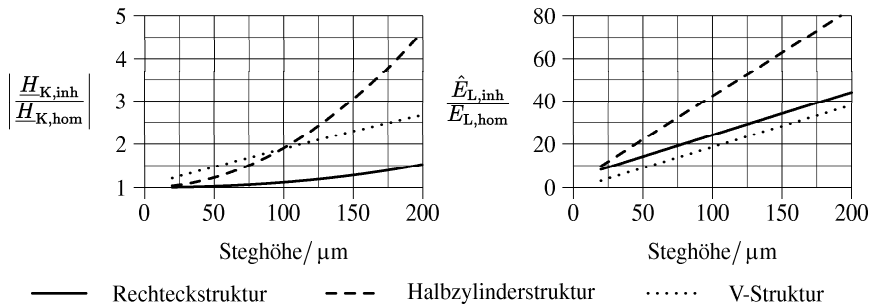


Bild 4.13: links: Verhältnis der mechanisch-akustischen Übertragungsfaktoren bei inhomogenem und homogenem Kraftfeld; **rechts:** maximale Feldstärkeüberhöhung im Luftspalt zwischen Membran und Gegenelektrode; Darstellungen über der Steghöhe der Rechteckstruktur mit dem gleichen eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode

tur mit gleichem eingeschlossenem Luftvolumen. Die Halbzylinderstruktur erzeugt die höchste Feldstärkekonzentration im Luftvolumen nahe der linienförmigen Kontaktzone der Membran und der Stegobenseite. Im Falle der Rechteckstruktur liegt das Maximum der Feldstärke in der Membran. Deshalb ist die maximale Luftfeldstärke dort niedriger als bei der Halbzylinderstruktur. Die V-Struktur konzentriert die Feldstärke je nach dem V-Winkel wesentlich schwächer als die Rechteckstruktur.

Bei großen Steghöhen ist das Maximum der elektrischen Feldstärke unabhängig von der gewählten Struktur viel größer als die homogene Bezugsfeldstärke. Experimente im Abschnitt 8 zeigen, dass bereits solche lokal begrenzten Maxima der elektrischen Feldstärke zum Durchschlag des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode führen. Daher kommen die hohen Übertragungsfaktoren, die nur auf die Konzentration der elektrischen Feldstärke zurückzuführen sind, nur bei kleinen Betriebsspannungen zur Wirkung.

4.6.4 Metall-Folie-Kopplung

Bisher wurde von einer idealen Einspannung der Membran an den Stegkanten ausgegangen. Bei einem realen Wandler liegt die Membran auf zufällig angeordneten Stützpunkten auf den Oberseiten der Stege auf. Die Lage dieser Kontaktstellen wird durch die Fertigungstoleranzen der Stegobenseiten und die Welligkeit der Unterseite der Membran bestimmt. Damit entstehen schwingungsfähige Bereiche der Membran über den Stegen, die sich jeweils von der Stegkante bis zum letzten Stützpunkt der Membran erstrecken.

Von den Oberseiten leitender Stege wird eine sehr große harmonische Kraft in die Membran eingespeist. Diesem Effekt ist in der vorliegenden Arbeit die Bezeichnung „Metall-Folie-Kopplung“ zugeordnet. Die freischwingende Membranlänge zwischen den Auflagepunkten setzt sich aus dem Stegabstand und den lokal variierenden schwingungsfähigen Bereichen über den Oberflächen der Stege zusammen. Bild 4.14 veranschaulicht die vereinfachten Annahmen bezüglich des eingespeisten harmonischen Kraftfeldes. Im gesamten eingeschlossenen Luftvolumen wird trotz der erhöhten Feldstärke nahe der Stegkanten von einem homogenen Kraftfeld ausgegangen. Das Verhältnis zwischen der homogenen Kraft auf die Membran über den Oberseiten der leitenden Stege und über dem Luftspalt folgt bei gleicher Bezugsfläche mit

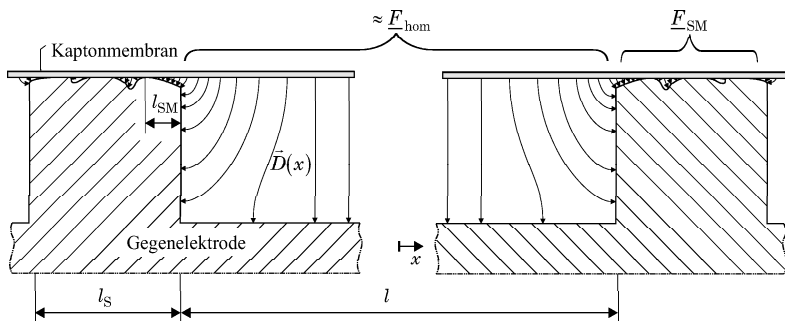


Bild 4.14: Streifenmembran einschließlich der Metall-Folie-Kopplung

Gleichung 4.7:

$$\left. \frac{F_{SM}}{F_{hom}} \right|_{A_i} = \frac{F_{hom}(h \rightarrow 0)}{F_{hom}(h)} = \left(1 + \frac{\varepsilon_r h}{d} \right)^2.$$

Nach Gleichung 4.15 wird das Verhältnis der mechanisch-akustischen Übertragungsfaktoren bei der Berücksichtigung der Metall-Folie-Kopplung und der ausschließlichen Betrachtung des homogenen elektrischen Feldes im eingeschlossenen Luftvolumen berechnet. Darin sind die folgenden bereits diskutierten Randbedingungen zu berücksichtigen:

$$l \rightarrow l + 2 l_{SM} \quad \text{und} \quad \frac{F_{inh,i}}{F_{hom,i}} = \begin{cases} 1 & |x| \leq \frac{l}{2} \\ \left(1 + \frac{\varepsilon_r h}{d} \right)^2 & \frac{l}{2} < |x| \leq \frac{l}{2} + l_{SM} \end{cases}.$$

Bild 4.15 zeigt das starke Anwachsen des mechanisch-akustischen Übertragungsfaktors durch die Metall-Folie-Kopplung mit der Zunahme der freischwingenden Länge der Folie über den leitenden Stegen. Der Anstieg des Übertragungsfaktors durch die Metall-Folie-Kopplung ist viel größer als durch die Konzentration der elektrischen Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen nahe der Stegkanten. Die Wirkung der Metall-Folie-Kopplung ist von der Steghöhe unabhängig. Die unterschiedlichen Graphen resultieren lediglich aus der abweichenden Bezugfeldstärke des homogenen elektrischen Feldes in der Mitte zwischen den Stegen.

Für eine Beispielkonfiguration (Kapton-Membran: Dicke $7 \mu\text{m}$, $\varepsilon_r = 3$, Steghöhe $90 \mu\text{m}$) wird die erwartete Kolbenschnelle berechnet. Betragen die Gleichspannung sowie die Amplitude der Wechselspannung jeweils 300 V , so folgt mit Gleichung 4.10 eine Amplitude der harmonischen Kraft von 93.4 N/m^2 . Bei der ausschließlichen Wirkung des homogenen Kraftfeldes resultiert daraus nach Gleichung 4.13 eine Kolbenschnelle von 0.22 m/s . Beträgt weiterhin das Verhältnis der freischwingenden Membranlänge zum Stützabstand 3% , so steigt nach Bild 4.15 die Kolbenschnelle durch die Wirkung der Metall-Folie-Kopplung auf 1.7 m/s . Die Verluste durch Wärmeleitung sind bei dieser Steghöhe näherungsweise vernachlässigbar. Wegen der Unabhängigkeit der Metall-Folie-Kopplung von der Steghöhe folgt das gleiche Ergebnis bei der Benutzung einer Steghöhe von $200 \mu\text{m}$.

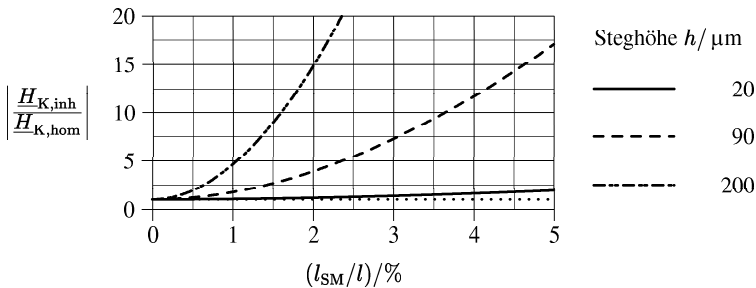


Bild 4.15: Verhältnis des mechanisch-akustischen Übertragungsfaktors unter Einbeziehung der Metall-Folie-Kopplung mit seinem Wert bei ausschließlicher Betrachtung eines homogenen elektrischen Feldes im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode

Durch den lokal differierenden Abstand der Stützpunkte der Membran variiert die Resonanzfrequenz zwischen unterschiedlichen Bereichen des Wandlers geringfügig. Wegen der daraus resultierenden Phasenverschiebungen steigt der Übertragungsfaktor bei realen Wandlern nicht so steil an. Nach der vorausgegangenen Abschätzung wird bei der Einbeziehung der Phasenverschiebungen eine Kolbenschnelle um 1 m/s erwartet. Aus dem gleichen Grund erhöht sich die akustische Bandbreite der Wandler, was folglich nicht auf eine erhöhte resistive Belastung zurückzuführen ist.

4.6.5 Schlussfolgerungen

Der mechanisch-akustische Übertragungsfaktor von kapazitiven Resonanzwandlern kann durch die Formgebung der Gegenelektrode gesteigert werden, was zur lokalen Konzentration des elektrischen Feldes führt. Dabei wächst die maximale Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode wesentlich steiler als der Übertragungsfaktor, weshalb er nur bei kleinen Betriebsspannungen ausgenutzt werden kann.

Um die von der Durchschlagfeldstärke der Luft begrenzte Antriebskraft der Streifenmembran großflächig auszunutzen, muss das elektrische Feld im eingeschlossenen Luftvolumen möglichst homogen sein. Besonders in der Mitte zwischen den Stegen wird die harmonische Kraft wegen der geringen mechanischen Impedanz effektiv in die Kolbenschnelle umgesetzt. Ein solches homogenes elektrisches Feld entsteht näherungsweise in Wandlern mit Isolierstegen, wenn sie eine relative Dielektrizitätskonstante nahe Eins besitzen.

Im Luftvolumen von Wandlern mit leitenden Stegen existieren Maxima der elektrischen Feldstärke, die die homogene Feldstärke um wenigstens eine Größenordnung übertreffen. Sie begrenzen die Kraftwirkung über dem gesamten Luftspalt. Die vorliegende Simulation zeigt in Übereinstimmung mit Experimenten im Abschnitt 8, dass der größte Teil der Schwingungsenergie in Wandlern mit leitenden Stegen durch die Metall-Folie-Kopplung eingespeist wird.

4.7 Maximale Kolbenschnelle einer Streifenmembran in Resonanz

4.7.1 Isolierende Stege

Die maximale Kolbenschnelle einer Streifenmembran mit isolierenden Stegen wird unter Einbeziehung der folgenden Effekte berechnet:

- Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode
- Abhängigkeit der Durchschlagfeldstärke der Luft von der Dicke der Luftschicht
- Lokale Maxima der elektrischen Feldstärke nahe der Stegkanten.

Die Streifenmembran mit Isolierstegen besitzt im eingeschlossenen Luftvolumen ein homogenes elektrisches Feld mit Ausnahme der Ecken zwischen den Stegkanten und der Membran. Die dort auftretenden Maxima der elektrischen Feldstärke leisten nur einen vernachlässigbaren Beitrag zum mechanisch-akustischen Übertragungsfaktor. Deshalb wird er in guter Näherung nach

Gleichung 4.13 berechnet, die von einem homogenen elektrischen Feld ausgeht. Die damit berechnete Kolbenschnelle enthält lediglich die Belastung der Streifenmembran durch das Schallfeld. Die Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen reduzieren die Kolbenschnelle in Abhängigkeit der Steghöhe und der Frequenz. Sie werden nach Gleichung 4.3 in die Bestimmung des mechanisch-akustischen Übertragungsverhaltens einbezogen:

$$v_K|_{Z_{a,V}>0} = \frac{v_K|_{Z_{a,V}=0}}{1 + \frac{Z_{a,V}}{Z_{a,SF}}} = \frac{H_{K,hom}}{1 + \frac{Z_{a,V}}{Z_{a,SF}}} \frac{F_{hom}}{A}.$$

Das Impedanzverhältnis $Z_{a,V}/Z_{a,SF}$ ist in Bild 4.3 für drei Betriebsfrequenzen über der Steghöhe dargestellt. Die Kurven besitzen ein frequenzabhängiges Maximum, wo die Resistanz des eingeschlossenen Luftvolumens die Impedanz des Schallfeldes um den Faktor [4.7; 2.4] im Frequenzbereich von [50; 200] kHz übersteigt. Wenn die Impedanz des Schallfeldes groß gegenüber der Resistanz des eingeschlossenen Luftvolumens ist, wird der größte Teil der mechanischen Energie der Steifenmembran in Schallenergie umgesetzt.

Die erste harmonische Komponente der elektrischen Kraft hängt nach Gleichung 4.10 vom Quadrat der Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen ab. Sie erreicht ihr Maximum bei Vollaussteuerung, wo die Amplitude der Wechselspannung und die Gleichspannung übereinstimmen:

$$\frac{\hat{F}_{hom}(\omega)}{A} = \varepsilon_0 \frac{E_{L,max}^2}{4}.$$

Die Durchschlagfeldstärke $E_{L,D}$ des eingeschlossenen Luftvolumens hängt von der Dicke der Luftschicht und von der Amplitude der Wechselspannung ab. Sie wurde in Bild 4.11 über der Dicke der Luftschicht dargestellt. Zur Berechnung der ersten harmonischen Komponente der elektrischen Kraft wird die Durchschlagfeldstärke bei einer Amplitude der Wechselspannung von 300 V benutzt.

Das Verhältnis der maximalen Feldstärke in der Ecke zwischen den Stegkanten und der Membran $E_{L,Ecke}$ und der Feldstärke in der Mitte der Streifenmembran $E_{L,hom}$ ist in Bild 4.16 als Funktion der Steghöhe dargestellt. Es wurde mit einem Feldsimulationsprogramm für verschiedene Steghöhen und drei relative Dielektrizitätskonstanten der isolierenden Stege berechnet. Das Verhältnis der Feldstärken steigt mit der relativen Dielektrizitätskonstante der Stege und mit der Steghöhe an.

Da die Kolbenschnelle begrenzt wird, wenn das Maximum der Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen die Durchschlagfeldstärke erreicht hat, liegt die anwendbare Feldstärke im homogenen elektrischen Feld um das Verhältnis $E_{L,Ecke}/E_{L,hom}$ unter der Durchschlagfeldstärke der Luftschicht und beträgt $E_{L,D} \cdot (E_{L,hom}/E_{L,Ecke})$. Unter Einbeziehung aller genannten Effekte ergibt sich die maximale Kolbenschnelle einer Streifenmembran mit isolierenden Stegen nach dem folgenden Zusammenhang:

$$\dot{v}_K - \frac{H_{K,hom}}{1 + \frac{Z_{a,V}}{Z_{a,SF}}} \frac{\varepsilon_0}{4} \underbrace{\left(E_{L,D}(h) \frac{E_{L,hom}}{E_{L,Ecke}}(h, \varepsilon_{r,Steg}) \right)^2}_{E_{L,max}^2}. \quad (4.16)$$

Sie ist in Bild 4.17 für die Betriebsfrequenzen 100 kHz und 200 kHz dargestellt. Die Reso-

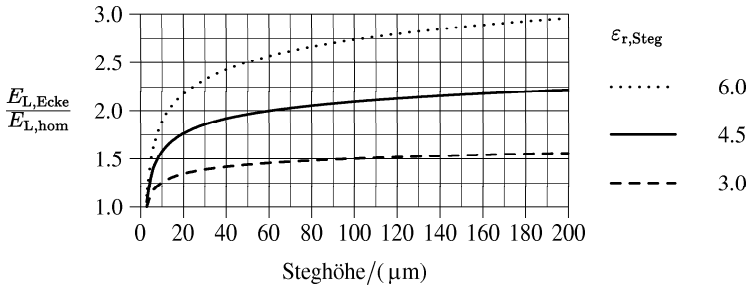


Bild 4.16: Feldstärke in der Ecke zwischen den Stegkanten und der Kaptonmembran ($\epsilon_r = 3$, $d = 7 \mu\text{m}$) bezogen auf die homogene Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen

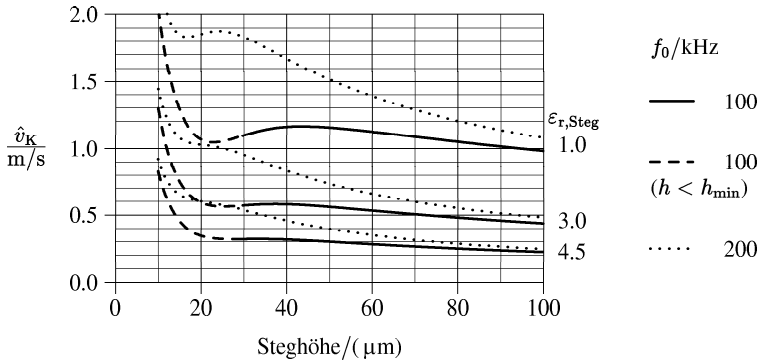


Bild 4.17: Maximale Kolbenschnelle einer Streifenmembran mit isolierenden Stegen als Funktion der Steghöhe unter Einbeziehung der Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode, der Durchbruchfeldstärke der Luft und des Feldstärkemaximums zwischen den Stegkanten und der Membran nach Gleichung 4.16

nanzfrequenz der Streifenmembran wird durch die Steifigkeit der Membran und des eingeschlossenen Luftvolumens bestimmt. Um eine Resonanzfrequenz von 100 kHz zu erreichen, muss die Steghöhe bei vernachlässigbarer mechanischer Spannung der Membran deshalb größer als $30 \mu\text{m}$ sein. Wegen der zu großen Steifigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens sind Wandler im gestrichelten Bereich der 100 kHz-Graphen deshalb nicht realisierbar. Aus dem gleichen Grund können Wandler mit einer Frequenz von 50 kHz nur mit einer Steghöhe größer als $120 \mu\text{m}$ aufgebaut werden, weshalb sie nicht im Diagramm enthalten sind.

Grundsätzlich steigt die Kolbenschnelle bei kleiner werdender Steghöhe, bis sie ein Maximum erreicht. Dieser Anstieg resultiert aus dem Anwachsen der Durchschlagfeldstärke bei sinkender Dicke der Luftschicht. Außerdem steigt der nutzbare Anteil der Durchschlagfeldstärke im Wandler, da das Verhältnis des Maximums der Feldstärke in den Ecken zwischen den Stegkanten und der Membran zur homogenen Feldstärke kleiner wird.

Die Verluste durch Wärmeleitung bewirken die Ausprägung des lokalen Maximums der Kolbenschnelle. Es entsteht dort, wo diese Verluste stärker anwachsen als die nutzbare Feldstärke. Mit steigender Frequenz verschiebt sich das Maximum der Verluste zu kleineren Steghöhen. Da außerdem der Betrag der Verluste mit steigender Frequenz sinkt, wächst die Kolbenschnelle mit sinkender Steghöhe bei einer Frequenz von 200 kHz steiler als bei 100 kHz.

Deutlich sichtbar ist der Einfluss der relativen Dielektrizitätskonstante der Stege auf die erreichbare Kolbenschnelle. Bei einem idealen homogenen elektrischen Feld im eingeschlossenen Luftvolumen ($\epsilon_{r,\text{Steg}} = 1$) wäre eine Kolbenschnelle von [1.2; 2.0] m/s bei einer Frequenz von [100; 200] kHz erreichbar. Mit wachsender relativer Dielektrizitätskonstante der Stege steigen die lokalen Maxima der Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen, weshalb die anwendbare Feldstärke im homogenen Teil des Feldes entsprechend absinkt. Deshalb wird bei Stegen aus Lötstopplack ($\epsilon_{r,\text{Steg}} \approx 4.5$) lediglich eine Kolbenschnelle von 0.3 m/s bei einer Resonanzfrequenz von 100 kHz erwartet.

Das bevorzugte Einsatzgebiet von Streifenmembranen mit isolierenden Stegen liegt bei Frequenzen oberhalb von 200 kHz, wo sie selbst bei einer relativen Dielektrizitätskonstante der Stege von 4.5 eine Kolbenschnelle von 0.6 m/s bereitstellen. Mit wachsender Frequenz kann die Steghöhe der Wandler weiter abgesenkt werden, weshalb eine höhere Feldstärke zur Erzeugung der elektrischen Kraft zur Verfügung steht. Sie resultiert einerseits aus der steigenden Durchschlagfeldstärke der Luft und andererseits aus dem Absinken der lokalen Maxima der Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen. Außerdem sinken die Verluste durch Wärmeleitung ab.

4.7.2 Leitende Stege

Die lokalen Maxima der elektrischen Feldstärke zwischen den leitenden Stegkanten und der Membran sind viel größer als die homogene Feldstärke in der Mitte zwischen den Stegen. Die Konzentration der Feldstärke trägt nur bei kleinen Betriebsspannungen zur Erhöhung des mechanisch-akustischen Übertragungsfaktors bei. Bei den hier untersuchten hohen Betriebsspannungen liegen die lokalen Maxima der Feldstärke weit über der Durchschlagfeldstärke des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode. Der Beitrag des Kraftfeldes zwischen den Stegen auf den Übertragungsfaktor ist daher vernachlässigbar.

Der dominante Anteil des Übertragungsfaktors entsteht durch die Metall-Folie-Kopplung. Ihre Wirkung steigt mit dem Verhältnis der freischwingenden Membranlänge über den Stegen bezogen auf den Abstand der Auflagepunkte der Membran. Der Effekt ist begrenzt, da mit den Differenzen im Abstand der Auflagepunkte der Membran die Phasenverschiebungen zwischen verschiedenen Bereichen des Wandlers steigen. Nach einer Abschätzung unter Beachtung der Phasenverschiebungen auf der Wandlerfläche wird durch die Metall-Folie-Kopplung eine Kolbenschnelle um 1 m/s erreicht, wenn die freischwingende Membranlänge über den Stegen 3 % des Abstandes der Auflagepunkte der Membran auf den Stegen beträgt. Als positiver Effekt steigt dadurch die Bandbreite des Wandlers.

Die Höhe der leitenden Stege ist somit bezüglich des eingespeisten Kraftfeldes ein freier Parameter. Damit die Verluste durch Wärmeleitung vernachlässigbar klein sind, wird eine Steghöhe von [200; 100] μm bei einer Resonanzfrequenz von [100; 200] kHz benötigt.

Die realen statistisch geformten Kontaktf lächen zwischen den Stegoberflächen und der Membran können nur experimentell optimiert werden, was im Abschnitt 8 dargestellt ist.

5 Theoretische Untersuchung von PVDF-Resonanzwandlern

Eine stark vereinfachte Betrachtung idealisierter halbzyylinderförmig gewölbter PVDF-Folienwandler im Abschnitt 5.1 dient zur Abschätzung des Potentials dieses Folienwerkstoffes zur Erzeugung von Ultraschall. Dabei wird die Wirkung der Einspannung der Folie sowie die praktische Realisierbarkeit des Wandleraufbaus vernachlässigt.

Im Abschnitt 5.2 wird ein praktisch realisierbarer Wandleraufbau detailliert untersucht, bei dem die Form der PVDF-Folie durch einen statischen Unterdruck stabilisiert ist. Zur Optimierung dieser druckbelasteten PVDF-Folienwandler dient das Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte und der heuristische Netzwerkansatz der gespannten und statisch druckbelasteten Steifenplatte aus dem Abschnitt 3 (siehe auch [46]). Ein Programm steuert die Variation der freien Parameter und übernimmt die Zusammenstellung der Ergebnisse des Optimierungsverfahrens. Daraus werden Kriterien für den Entwurf von PVDF-Folienwandlern abgeleitet, um einen maximalen Schalldruck zu erreichen.

5.1 PVDF-Folienwandler mit halbzyylinderförmig gewölbtem Querschnitt

Der Querschnitt eines idealisierten halbzyylinderförmig gewölbten PVDF-Folienwandlers ist in Bild 5.1 dargestellt. Auf die praktische Realisierbarkeit des Wandleraufbaus wird in diesem ersten Ansatz verzichtet. Bei der näherungsweise Berechnung des quasistatisch verschobenen Luftvolumens wird davon ausgegangen, dass die PVDF-Folie auch bei der Längenänderung ihres Querschnittes durch den uniaxialen Piezoeffekt die Form eines Halbzyinders beibehält. Das setzt eine beidseitig horizontal verschiebbliche Lagerung der Folie voraus. Der Umfang u bzw. der Radius R hängen von der Dehnung des Folienquerschnittes durch den Piezoeffekt ab:

$$\frac{u(\underline{U})}{u(\underline{U}=0)} \in [(1 - S_1) \dots (1 + S_1)] \quad \rightarrow \quad \frac{R(\underline{U})}{R(\underline{U}=0)} \in [(1 - S_1) \dots (1 + S_1)] .$$

Die maximale Dehnung $S_{1,\max}$ des Folienquerschnittes durch die Feldstärke E_3 wird mit der folgenden Gleichung beschrieben, wenn die mechanische Spannung der Folie vernachlässigbar ist:

$$S_{1,\max} = d_{31} \cdot E_3 = 16 \frac{\text{pC}}{\text{N}} \cdot 20 \frac{\text{kV}}{\text{mm}} = 3.2 \cdot 10^{-4} .$$

Dabei wird von PVDF-Folie der Firma „Piezotech“ und einer elektrischen Feldstärke von 20 kV/mm (vgl. Anhang B.2) ausgegangen, die dicht unterhalb der Durchschlagfeldstärke des

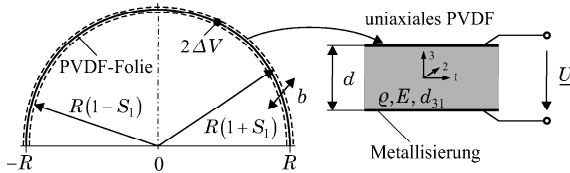


Bild 5.1: Querschnitt eines idealisierten halbzyylinderförmig gewölbten PVDF-Folienwandlers

Folienwerkstoffes liegt. Das quasistatisch verschobene Luftvolumen ΔV verhält sich proportional zum Quadrat des Folienradius, aus dessen zeitlicher Änderung der Volumenfluss folgt:

$$\frac{\Delta V}{V_0} = (1+S_1)^2 - (1-S_1)^2 = 4 S_1 \quad \text{mit} \quad V_0 = \frac{1}{2} b \pi R^2 \quad \rightarrow \quad \dot{q} = \left| \frac{d \Delta V}{dt} \right| = \omega \frac{\Delta V}{2}.$$

Die Kolbenschnelle resultiert aus dem Volumenfluss, der auf die rechteckförmige Grundfläche des nach unten offenen Schallsenders normiert ist:

$$\dot{v}_K = \frac{\dot{q}}{2bR} = \frac{\pi}{2} \omega S_1 R.$$

Als Betriebsfrequenz wird die erste Resonanz des radial angeregten Zylinders [37] gewählt. Damit ist die maximal erreichbare Kolbenschnelle des idealisierten halbzylinderförmig gewölbten Folienwandlers nur noch von der Dehnung des Folienquerschnittes abhängig:

$$f = \frac{1}{2\pi R} \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \quad \rightarrow \quad \dot{v}_K = \frac{\pi}{2} S_1 \sqrt{\frac{E}{\rho(1-\nu^2)}} \approx 0.7 \frac{\text{m}}{\text{s}} \Big|_{S_{1,\max}}.$$

Im Resonanzbetrieb vergrößert sich die Kolbenschnelle um die erwartete Güte. Bei der maximalen Dehnung der Folie durch den uniaxialen Piezoeffekt und einer angenommenen Güte von 10 würde der Wandler eine Kolbenschnelle um 7 m/s erreichen. Diese Überschlagsrechnung zeigt das hohe Potential der PVDF-Folie zur Erzeugung von Ultraschall.

Allerdings ist zu beachten, dass eine reale feste Einspannung der Folie an den Auflagezonen die erreichbare Kolbenschnelle reduziert. Außerdem muss die gewählte Form des Querschnittes der PVDF-Folie durch ein mechanisches Vorspannen gegen Umgebungseinflüsse stabilisiert werden. Eine Variante besteht in der Unterfütterung der Folie mit einem Schaumstoff. Dadurch steigt aber die mechanische Spannung der Folie und der Piezoeffekt arbeitet gegen eine höhere Steifigkeit. Weiterhin steigen die Verluste durch das Einbringen des Schaumstoffes in die Wandlerstruktur. Alternativ kann die Form der PVDF-Folie durch eine statische Druckbelastung stabilisiert werden. Dieser Ansatz ist Gegenstand detaillierter Untersuchungen im Abschnitt 5.2.

5.2 Gespannte und statisch druckbelastete PVDF-Folienwandler

In Bild 5.2 ist der Querschnitt eines statisch druckbelasteten PVDF-Folienwandlers dargestellt. Er besteht aus einer optional vorgespannten und beidseitig metallisierten PVDF-Folie, die auf einer ebenen Gegenelektrode aufliegt. Auf der Oberseite der Gegenelektrode befinden sich parallele und äquidistante Stege mit einem rechteckförmigen Querschnitt. Die PVDF-Folie wird durch einen Unterdruck leicht in die Rillen der Gegenelektrode hineingesaugt. Der uniaxiale Piezoeffekt regt die PVDF-Folie zu Dehnschwingungen an. Wegen der statischen Durchbiegungsfunktion wird diese Schwingungsbewegung in die Richtung 3 des Schallfeldes transformiert.

Der optimierte PVDF-Folienwandler soll einen maximalen Schalldruck bei einer gewünschten Betriebsfrequenz erzeugen, weshalb er in seiner Resonanz betrieben wird. Wegen der großen zu untersuchenden Intervalle der mechanischen Vorspannung, der Foliendicke, des Stegabstandes und des statischen Differenzdrucks zwischen der Vorder- und Rückseite der PVDF-Folie muss innerhalb des Optimierungsverfahrens die mechanische Spannung und die Biegesteifigkeit der PVDF-Folie beachtet werden. Die Steifigkeit des Luftvolumens zwischen der Folie und der Gegenelektrode ist bei der gewählten großen Steghöhe vernachlässigbar.

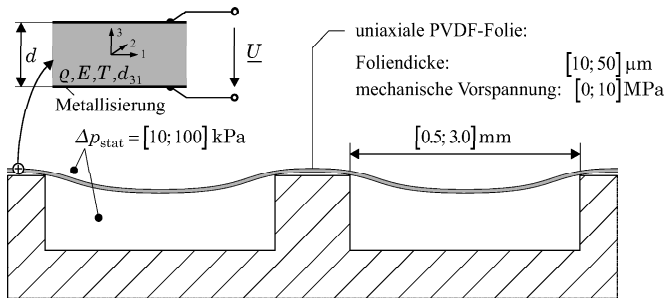


Bild 5.2: Querschnitt eines statisch druckbelasteten PVDF-Folienwandlers

5.2.1 Beschreibung des Simulationsprogramms

Voraussetzungen Um die großen Intervalle der freien Parameter ausreichend fein aufzulösen, entsteht eine Vielzahl zu untersuchender Wandlerkonfigurationen. Wegen der großen Anzahl der Simulationsrechnungen wird ein Programm benötigt, dass die Kolbenschnelle, die Resonanzfrequenz und weitere wichtige Parameter aller Wandlerkonfigurationen berechnet und speichert. Da jede einzelne Simulationsrechnung nur eine geringe Rechenzeit beanspruchen darf, eignet sich die Netzwerkmethodete in besonderer Weise zur Lösung dieser Aufgabe.

Aus Gründen der Symmetrie genügt für die Berechnung der Durchbiegungsfunktion und der Schwingungsform die Betrachtung eines Ausschnittes der PVDF-Folie von der Mitte zwischen zwei Stegen bis zur Mitte des benachbarten Steges. Ein solcher Ausschnitt ist schematisch im oberen Teil von Bild 5.3 dargestellt. Zur Einhaltung der Symmetriebedingungen resultieren an den Enden der Folie drehwinkelfreie und horizontal unverschiebliche Lagerungen und ein vertikal unverschieblicher Auflagepunkt an der Stegkante.

Wie im Abschnitt 3.4.1 dargestellt, kann die quasistatische Durchbiegungsfunktion der PVDF-Folie wegen der nichtlinearen Abhängigkeit von ihrer mechanischen Spannung iterativ mit dem Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte berechnet werden. Die Zusammenschaltung der finiten Elemente der gespannten Streifenplatte aus Bild 3.5 und die Realisierung der Randbedingungen ist in der Mitte von Bild 5.3 dargestellt. In den finiten Elementen wird die Masse vernachlässigt, wonach die Durchbiegungsfunktion aus der Schnelleverteilung über dem Querschnitt der Folie bei jeder beliebigen Frequenz ermittelt werden kann.

Die Resonanzfrequenz hängt von der mechanischen Spannung, der Biegesteifigkeit und der statischen Durchbiegungsfunktion der Folie ab und wird mit einem heuristischen Netzwerkansatz berechnet. Dieser wurde im Abschnitt 3.4.2 abgeleitet und als finites Netzwerkelement der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte in Bild 3.8 dargestellt. Durch die starke Kopplung (drehwinkelfrei und unverschieblich) solcher finiten Netzwerkelemente folgt eine Kettenschaltung, die eine Untersuchung der Schwingungsform bzw. der Resonanzfrequenz der PVDF-Folienwandler ermöglicht. Die Zusammenschaltung dieser finiten Elemente der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte und die Realisierung der Randbedingungen ist im unteren Teil von Bild 5.3 dargestellt. Außerdem wird jedes finite Element um einen Wandlervierpol ergänzt, der die vertikale Schnelle über die Fläche des Elementes in den entsprechen-

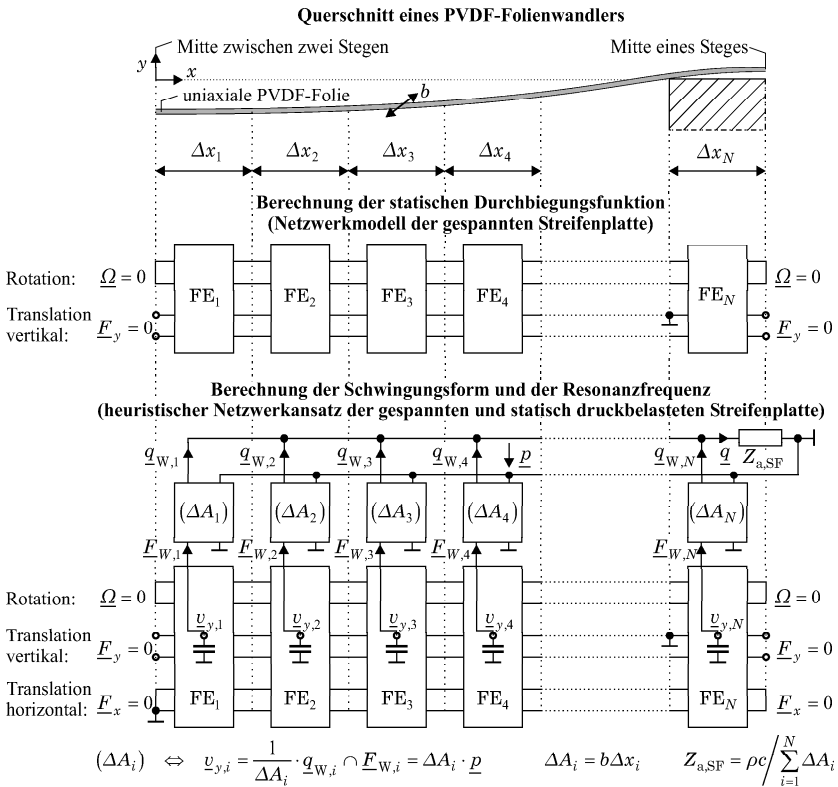


Bild 5.3: Querschnitt eines statisch druckbelasteten PVDF-Folienwandlers; **oben:** Ausschnitt von der Mitte zwischen zwei Stegen zur Mitte des benachbarten Steges; **Mitte:** Kettenschaltung der finiten Elemente (FE) der gespannten Streifenplatte (vgl. Bild 3.5) zur Berechnung der quasistatischen Durchbiegungsfunktion; **unten:** Kettenschaltung der finiten Elemente (FE) der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte (vgl. Bild 3.8) zur Berechnung der Schwingungsform und der Resonanzfrequenz

den Schallfluss transformiert. Die Parallelschaltung aller Wandlervierpole in der akustischen Ebene setzt einen ortsunabhängigen Schalldruck entlang des Querschnittes der Folie voraus. Der gesamte Schallfluss wird in die Impedanz des Schallfeldes eingespeist. Die Kraftquellen werden mit einem harmonischen Wechseldruck angeregt, weshalb die Resonanzfrequenz am ersten Maximum des Schallflusses über der Frequenz zu erkennen ist. Da die Wirkung des uniaxialen Piezoeffektes durch die anregende elektrische Feldstärke begrenzt ist, wird im Simulationsprogramm von einer konstanten Amplitude der elektrischen Feldstärke ausgegangen. Sie liegt mit 20 kV/mm direkt unterhalb der Durchschlagfeldstärke des Folienwerkstoffes. Alle angewendeten Werkstoffdaten sind im Anhang B.2.3 zusammengestellt.

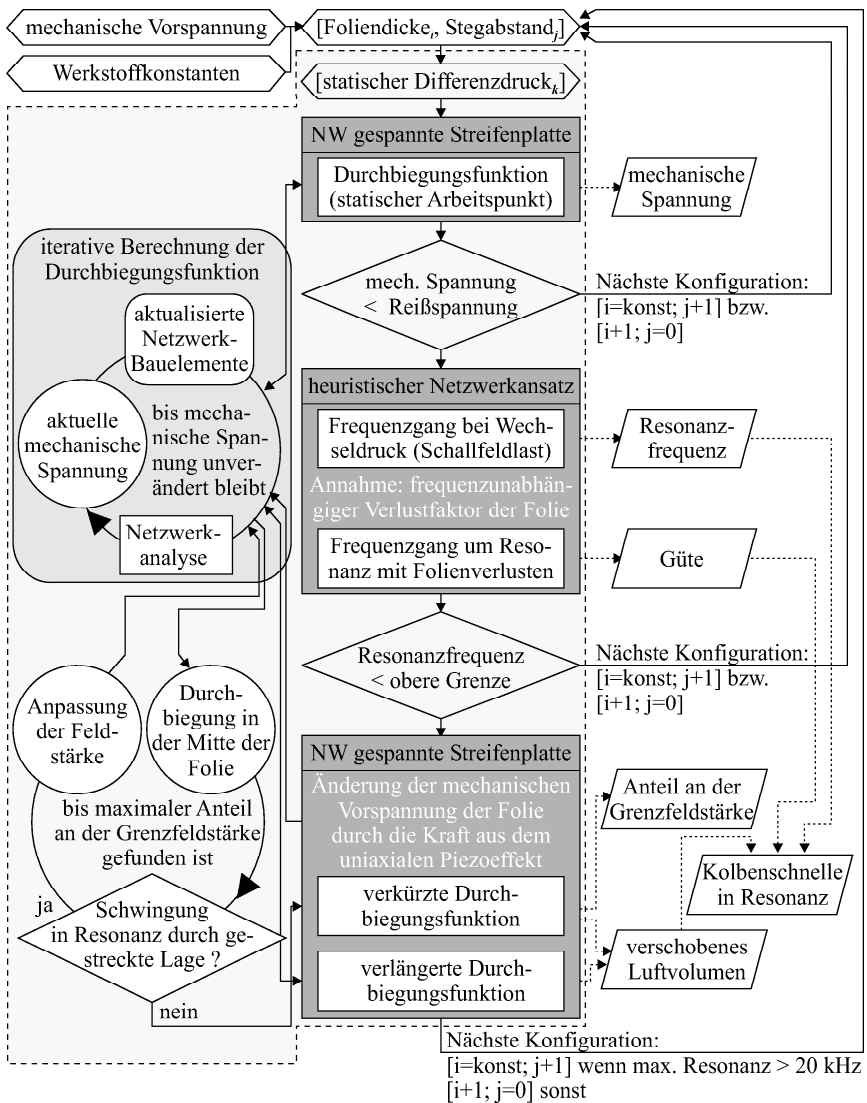


Bild 5.5: Ablauf des Simulationsprogramms zur Berechnung wichtiger Parameter der PVDF-Folienwandler (NW bedeutet Netzwerkmodell)

nische Spannung der Folie wird so lange variiert, bis sie mit der daraus erhaltenen mechanischen Spannung übereinstimmt. Übersteigt sie die Reißgrenze, so setzt das Simulationsprogramm mit der Berechnung der nächstfolgenden Wandlergeometrie fort.

Anderenfalls berechnet es mit dem heuristischen Netzwerkansatz der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte den Frequenzgang des Folienwandlers bei dessen Belastung mit dem Schallfeld. Anschließend ermittelt es die Güte unter Einbeziehung der dielektrischen und mechanischen Verluste der PVDF-Folie. Dabei wird im untersuchten Frequenzbereich von einem frequenzunabhängigen Verlustfaktor der Folie von 0.1 ausgegangen (vgl. Anhang B.2). Er wird durch die Parallelschaltung je eines entsprechenden Widerstandes zu jeder Nachgiebigkeit im heuristischen Netzwerkansatz berücksichtigt. Liegt die Resonanz oberhalb einer oberen Betrachtungsgrenze, so wird die Simulation dieser Wandlerkonfiguration abgebrochen und das Simulationsprogramm mit der nachfolgenden Wandlergeometrie fortgesetzt.

Anderenfalls berechnet es mit dem Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte näherungsweise das quasistatisch verschobene Luftvolumen durch den uniaxialen Piezoeffekt. Die Kraft des Piezoeffektes wirkt wie eine Änderung der mechanischen Vorspannung der Folie. Dieser Zusammenhang folgt aus der piezoelektrischen Zustandsgleichung [41], wonach die mechanische Spannung T_1 an den Enden der PVDF-Folie von ihrer Dehnung und der Wirkung des uniaxialen Piezoeffektes abhängt (vgl. Bild 5.2):

$$T_1 = c_{11}^E (S_1 + S_{1,\text{vor}}) - e_{31} E_3 = \underbrace{c_{11}^E S_1}_{T_{1,\text{Dehnung}}} + \underbrace{c_{11}^E S_{1,\text{vor}}}_{T_{1,\text{vor}}} - \underbrace{e_{31} E_3}_{T_{1,\text{Piezo}}}.$$

Die Dehnung zerfällt in zwei Anteile, von denen einer aus der mechanischen Vorspannung $T_{1,\text{vor}}$ der Folie resultiert und der andere die Dehnung S_1 durch alle anderen Einflüsse repräsentiert. Der quasistatische uniaxiale Piezoeffekt stellt demzufolge einen Anteil an der mechanischen Spannung zur Verfügung, der mit der mechanischen Vorspannung der Folie zu überlagern ist. Zur Einbeziehung des Piezoeffektes müssen wegen des statischen Differenzdrucks die Durchbiegungsfunktion mit vergrößerter bzw. verkleinerter mechanischer Vorspannung iterativ ermittelt werden. Zuerst wird die Durchbiegungsfunktion mit vergrößerter Vorspannung berechnet, bei der die Folie weniger stark als im Arbeitspunkt der Wandlerkonfiguration durchgebogen ist. Die quasistatische Auslenkung vergrößert sich in Resonanz um den Faktor der Güte. Schwingt dann die Folie bereits durch ihre gestreckte Lage, so wird die antreibende Feldstärke abgesenkt, bis die gestreckte Lage gerade erreicht wird. Diese Berechnung liefert neben der durch den Piezoeffekt verkürzten Durchbiegungsfunktion auch den anwendbaren Anteil der Grenzfeldstärke. Er wird ebenfalls zur Berechnung der Durchbiegungsfunktion bei verkleinerter mechanischer Vorspannung benutzt. Beide Grenzkurven schließen das quasistatisch verschobene Luftvolumen ein. Aus dem Produkt mit der Resonanzfrequenz und der Güte folgt daraus nach der Normierung auf die Wandlerfläche die Kolbenschnelle in Resonanz.

Alle Simulationsergebnisse einer Wandlerkonfiguration werden in einem gesonderten Verzeichnis in einer Baumstruktur gespeichert. Die erste Ebene des Verzeichnisbaumes ist nach der Foliendicke und die zweite Ebene nach dem Stegabstand benannt.

Auswertung Ein weiteres C++-Programm sortiert diese Simulationsergebnisse aller Wandlerkonfigurationen in Gruppen gleicher Resonanzfrequenz. Da die Resonanzfrequenz einer Wandlerkonfiguration selten mit der Frequenz der Gruppe genau übereinstimmt, werden alle Wandlerparameter entsprechend interpoliert. Für jede Gruppe der Resonanzfrequenz speichert das

Programm alle Wandlerparameter als Funktion der Foliendicke und des Stegabstandes. Zuvor werden alle Wandlerkonfigurationen eliminiert, worin die mechanische Spannung der PVDF-Folie ihren oberen Grenzwert überschreitet, dem sie langzeitstabil standhält (vgl. Anhang B.2.2).

Abschließend erstellt eine Reihe von Mathlab-Programmen aus den nach Gruppen gleicher Resonanzfrequenz geordneten Dateien zweidimensionale Diagramme der charakteristischen Wandlerparameter. Jeder Simulationswert wird über den Koordinaten der Foliendicke und des Stegabstandes als Rechteck mit einer bestimmten Farbe dargestellt.

Validierung Die Gültigkeit des Netzwerkmodells der gespannten Streifenplatte und des heuristischen Netzwerkansatzes der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte wurde an einer Vielzahl von Konfigurationen piezoelektrischer Folienwandler durch das Finite Elemente Programm ANSYS überprüft. Berechnet wurden mit dem alternativen Simulationsverfahren die quasistatische Durchbiegungsfunktion und die mechanische Spannung sowie die Resonanzfrequenz der Folienwandler. Die Simulationsergebnisse beider Verfahren, dargestellt im Anhang C, zeigen bezüglich dieser drei Größen eine exzellente Übereinstimmung. Da die Ergebnisse der Netzwerklösung mit dem vorgestellten komplexen Simulationprogramm berechnet wurden, bestätigt die Übereinstimmung beider Verfahren auch die korrekte Implementierung des im Bild 5.5 dargestellten Algorithmus.

Von der Validierung ausgenommen ist die Berechnung des verschobenen Luftvolumens und somit der Kolbenschnelle, die durch den piezoelektrischen Effekt verursacht werden. Das Finite Elemente Programm ANSYS ist zu deren Berechnung bei den vorliegenden statisch druckbelasteten PVDF-Folien nicht in der Lage. Die Gültigkeit des gewählten Ansatzes innerhalb der Netzwerksimulation wird daher ausschließlich durch die Experimente im Abschnitt 9 bestätigt.

5.2.2 Charakteristische Wandlerparameter als Funktion des statischen Differenzdrucks

Vor der Betrachtung der nach Gruppen gleicher Resonanzfrequenz sortierten charakteristischen Wandlerparameter werden grundlegende Eigenschaften von PVDF-Folienwandlern an Beispiel-Konfigurationen diskutiert. Alle dargestellten Parameter wurden mit dem im Abschnitt 5.2.1 vorgestellten Simulationsprogramm berechnet.

Durchbiegungsfunktion und Schwingungsform Bild 5.6 zeigt die Durchbiegungsfunktionen zweier Wandlerkonfigurationen, deren PVDF-Folie keine mechanische Vorspannung besitzt. Die größte Durchbiegung tritt in der Mitte zwischen zwei benachbarten Stegen auf, die über der Position 0 der Querschnittskoordinate jedes Diagramms dargestellt ist. Je einen halben Stegabstand rechts bzw. links der Mitte jedes Diagramms befindet sich eine Stegkante, wo die Folie vertikal unverschieblich gelagert ist. Wegen ihrer Biegesteifigkeit liegt die Folie trotz des statischen Differenzdrucks nicht auf den Stegoberflächen auf.

Die 10 μm dicke Folie im linken Diagramm verhält sich näherungsweise wie eine Membran. Ihre Durchbiegungsfunktion stimmt mit der einer Streifenmembran bei Druckbelastung [40] gut überein. Im Gegensatz dazu ist bei der 25 μm dicken Folie ein wesentlich stärkerer Einfluss der Biegesteifigkeit zu erkennen, weshalb die Durchbiegung dort deutlich geringer ist.

Beide Wandlerkonfigurationen zeigen, dass bei einer Erhöhung des statischen Differenzdrucks die Durchbiegung der Folie weniger als linear steigt. Das liegt an der Zunahme der mechanischen Spannung der Folie verursacht durch die wachsende Dehnung.

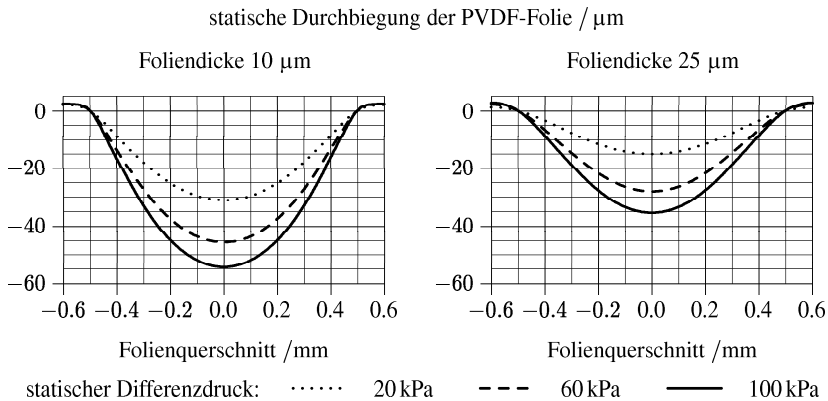


Bild 5.6: Durchbiegungsfunktionen zweier PVDF-Folien ohne mechanische Vorspannung bei einem Stegabstand von 1 mm, einer Stegbreite von 0.2 mm und einer Foliendicke von 10 μm bzw. 25 μm

Die Schwingungsform der PVDF-Folienwandler und die Durchbiegungsfunktion aus Bild 5.6 stimmen in guter Näherung überein. Werden beide Funktionen auf ihre Werte in der Mitte zwischen den Stegen normiert, so bleibt die lokale dynamische Auslenkung unabhängig von der mechanischen Vorspannung, der Foliendicke und dem Stegabstand immer leicht hinter der lokalen statischen Durchbiegung zurück. Daher erreicht die Folie bei ihrem Schwingen in Resonanz näherungsweise die gestreckte Lage, wenn die dynamische Auslenkung und die statische Durchbiegung der Folie in der Mitte zwischen den Stegen übereinstimmen.

In Bild 5.7 sind 6 charakteristische Größen von PVDF-Folienwandlern über dem statischen Differenzdruck aufgetragen: die Durchbiegung in der Mitte zwischen den Stegen, die mechanische Spannung der Folie, die Resonanzfrequenz, die quasistatische Kolbenauslenkung, die Kolbenschnelle in Resonanz und der anwendbare Anteil an der Grenzfeldstärke. Zur Erläuterung wichtiger Eigenschaften der PVDF-Folienwandler werden aus dem berechneten Parameterfeld vier Beispiel-Konfigurationen diskutiert. Der Stegabstand wurde mit 1 mm und die Stegbreite mit 0.2 mm konstant gewählt, während die mechanische Vorspannung der PVDF-Folie die Werte [0; 10] MPa und die Foliendicke die Werte [10; 25] μm annehmen.

Die Durchbiegung der PVDF-Folie wächst mit dem statischen Differenzdruck. Sie besitzt ihren stärksten Anstieg bei kleinen statischen Differenzdrücken. Dieses Verhalten korrespondiert mit der mechanischen Spannung der Folie, die ebenfalls mit dem statischen Differenzdruck ansteigt und dadurch die Zunahme der Durchbiegung verlangsamt. Deshalb erreichen auch die mechanisch vorgespannten Folien eine geringere Durchbiegung verglichen mit den Folien ohne mechanische Vorspannung gleicher Dicke.

Die größte Durchbiegung der Folie in der Mitte zwischen den Stegen besitzt die 10 μm dicke Folie ohne mechanische Vorspannung, die bei einem statischen Differenzdruck von 100 kPa bereits der 5.5-fachen Foliendicke entspricht.

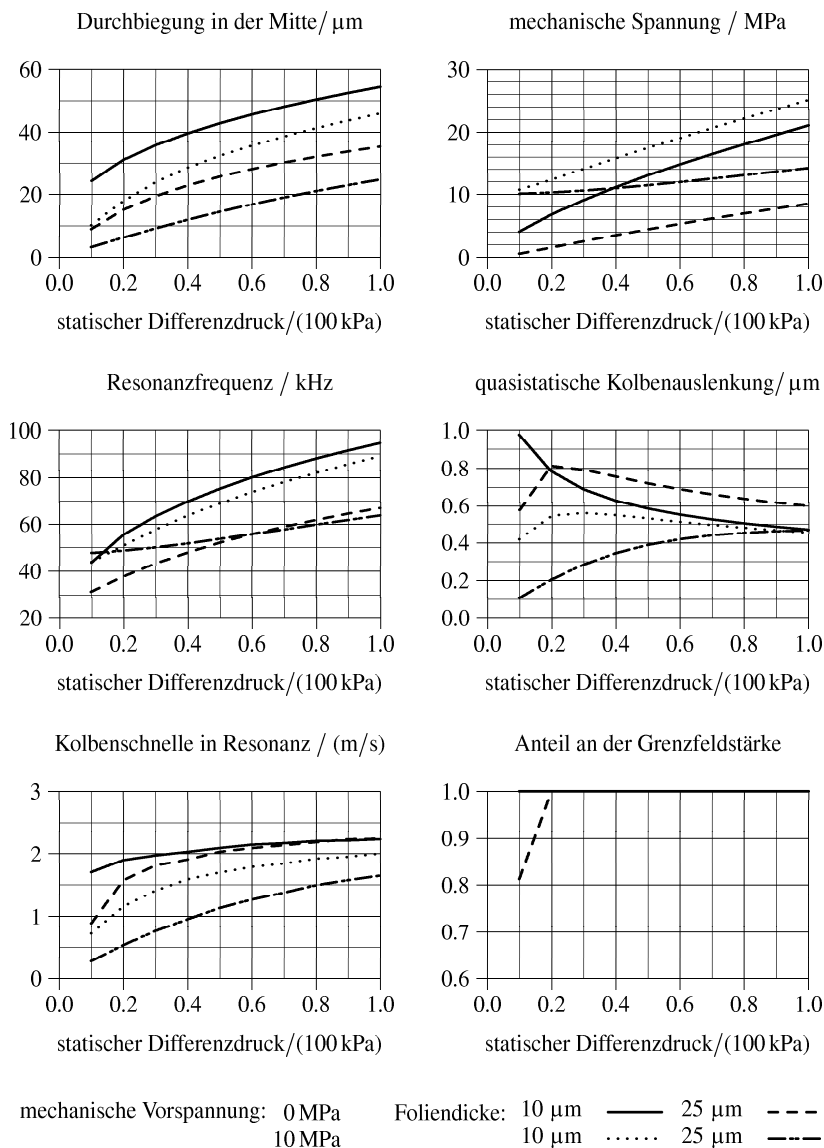


Bild 5.7: Charakteristische Größen von PVDF-Folienwandlern mit einem Stegabstand von 1 mm und einer Stegbreite von 0.2 mm als Funktion des statischen Differenzdrucks, Parameter: mechanische Vorspannung der Folie und Foliendicke

Die mechanische Spannung der Folie wächst bei den Wandlerkonfigurationen ohne mechanische Vorspannung schwächer als linear, aber mit großem Anstieg bei kleinen Differenzdrücken. In diesem Bereich bewirkt der steigende Differenzdruck die größte Dehnung des Folienelementes.

Ein inverses Verhalten zeigt die mechanische Spannung bei mechanisch vorgespannten Folien. Der Anstieg der mechanischen Spannung nimmt mit steigendem Differenzdruck zu, da erst dort die große Druckkraft zu einer wesentlichen Dehnung der Folie in der Lage ist.

Die Resonanzfrequenz wächst in allen vier Kurven mit dem statischen Differenzdruck. Den stärksten Anstieg der Resonanzfrequenz bei der Erhöhung des statischen Differenzdrucks besitzt die Konfiguration mit der 10 μm dicken Folie ohne mechanische Vorspannung. Das Ansteigen der Resonanzfrequenz wird einerseits durch die Änderung der mechanischen Spannung der Folie und andererseits durch die Formversteifung hervorgerufen. Verhielte sich diese Folie wie eine gespannte Saite, so würde ihre Resonanzfrequenz lediglich von 24 kHz auf 54 kHz mit wachsendem Differenzdruck ansteigen. Die verbleibende Differenz zur real auftretenden Resonanzfrequenz von 20 kHz bis 41 kHz bei wachsendem Differenzdruck wird durch die Formversteifung hervorgerufen. Dieser Anteil ist durch den Anstieg der Durchbiegung und damit durch den Radius der Folie zwischen den Stegen bestimmt.

Beim Einsatz der mechanisch vorgespannten 10 μm dicken PVDF-Folie beträgt die Resonanzfrequenz der äquivalenten gespannten Saite bei dem minimalen statischen Differenzdruck 39 kHz. Die Durchbiegung der Folie in der Mitte zwischen den Stegen liegt dort in der Größe der Foliendicke, wo bereits eine Anhebung der Resonanz von 5 kHz durch die Formversteifung zu verzeichnen ist.

Da die Wandlerkonfigurationen ohne mechanische Vorspannung der Folie immer eine größere Durchbiegung als die korrespondierenden Wandler mit mechanischer Vorspannung erreichen, können sie beim Ansteigen des statischen Differenzdrucks die Resonanzfrequenz der mechanisch vorgespannten Wandler überholen. Dieses Verhalten ist bei der 25 μm dicken Folie zu beobachten.

Der Vergleich beider mechanisch vorgespannten Folien zeigt, dass die Resonanzfrequenz der 25 μm dicken Folie die der 10 μm dicken Folie trotz der größeren Folienmasse bei geringem statischen Differenzdruck übertrifft. Sie ist dort dominant von der Biegesteifigkeit bestimmt.

Bei einem wachsenden Verhältnis der Durchbiegung der Folie und der Foliendicke steigt der Einfluss der mechanischen Spannung und der Formversteifung gegenüber dem der Biegesteifigkeit an. Ein solches Verhältnis beider Größen entsteht bei Wandlerkonfigurationen mit einem großen Stegabstand und einer kleinen Foliendicke.

Quasistatische Kolbenauslenkung Die quasistatische Auslenkung der Folie wird durch den uniaxialen Piezoeffekt hervorgerufen, der eine Verlängerung bzw. Verkürzung des Folienelementes zur Folge hat. Die resultierende gedehnte und die verkürzte Durchbiegungsfunktion schließen ein Volumen ein. Die Auslenkung eines äquivalenten Kolbens, die zur Verschiebung des gleichen Volumens führt, wird als Spitze-Spitze-Wert der quasistatischen Kolbenauslenkung bezeichnet. Die Formänderung des Folienelementes, die zum quasistatisch verschobenen Luftvolumen führt, wird phänomenologisch mit Hilfe der Überlagerung der folgenden drei Effekte erklärt:

1. Die Kraft aus dem uniaxialen Piezoeffekt verändert die mechanische Spannung der PVDF-Folie. Die daraus resultierende Längenänderung des Folienquerschnittes ist vom Verhältnis der Änderung der mechanischen Spannung der Folie zu ihrem Wert im Arbeitspunkt der Durchbiegungsfunktion und dem Anteil der Biegesteifigkeit abhängig. Die mechanische Spannung im Arbeitspunkt steigt mit der mechanischen Vorspannung der Folie und dem statischen Differenzdruck.
2. Die Tiefe der Durchbiegung entscheidet über die akustische Wirksamkeit der Längenänderung des Folienquerschnittes durch den Piezoeffekt. Bei einer nahezu gestreckten Folie bewirkt eine Längenänderung ein wesentlich größeres verschobenes Luftvolumen als bei einer bereits weit durchgebogenen Folie.
3. Die Längenänderung des Folienquerschnittes durch den uniaxialen Piezoeffekt steigt durch die Erhöhung des statischen Differenzdrucks, solange dadurch die mechanische Spannung der Folie und die Durchbiegung nur geringfügig anwachsen. Ein Anstieg der quasistatischen Kolbenauslenkung mit dem statischen Differenzdruck ist daher nur bei mechanisch vorgespannten oder durch die Biegesteifigkeit determinierten Folien denkbar.

Bei den Folien ohne mechanische Vorspannung und einem geringen statischen Differenzdruck arbeitet der uniaxiale Piezoeffekt nur gegen eine geringe mechanische Spannung der Folie und gegen deren Biegesteifigkeit. Deshalb befindet sich dort das Maximum der quasistatischen Kolbenauslenkung. Die mechanische Spannung der Folie steigt mit wachsendem statischen Differenzdruck stark an, weshalb sie dort von der piezoelektrischen Kraft nur noch geringfügig geändert werden kann. Außerdem steigt die Durchbiegung der beiden Folien stark an, so dass dadurch die Längenänderung des Folienquerschnittes für die Kolbenauslenkung weniger wirksam ist. Die 25 μm dicke Folie würde bei dem minimalen statischen Differenzdruck sogar eine quasistatische Längenänderung erreichen, die ein Schwingen in Resonanz durch die gestreckte Lage verursacht. Das wird durch ein Absenken der elektrischen Feldstärke verhindert. Ausschließlich bei einer geringen mechanischen Spannung könnte die Folie im Resonanzbetrieb durch ihre gestreckte Lage schwingen.

Beim Einsatz der vorgespannten 25 μm dicken Folie steigt die mechanische Spannung bei wachsendem statischen Differenzdruck nur um 40% gegenüber der mechanischen Vorspannung der Folie an. Damit sinkt zwar die Längenänderung des Folienquerschnittes durch den uniaxialen Piezoeffekt mit steigendem Differenzdruck, allerdings langsamer als im Falle ohne mechanische Vorspannung. Außerdem verläuft der Anstieg der Durchbiegung flacher als bei der Folie ohne mechanische Vorspannung. Die Summe beider Effekte würde auf ein flacheres Abfallen der Kolbenauslenkung als bei der Wandlerkonfiguration gleicher Foliendicke, aber ohne mechanische Vorspannung, schließen lassen. Außerdem wird hier der 3. genannte Effekt sichtbar, der eine Zunahme der Kolbenauslenkung aufgrund des Anstiegs des statischen Differenzdrucks hervorruft. Erst durch das Ansteigen der mechanischen Spannung bzw. der Durchbiegung der Folie bei hohem statischen Differenzdruck wird dieser Effekt durch die sinkende Fähigkeit zur Längenänderung des Folienquerschnittes bzw. durch deren geringere akustische Wirksamkeit kompensiert.

Im Falle der vorgespannten 10 μm dicken Folie ist die Dominanz des 3. Effektes nur bei einem kleinen statischen Differenzdruck zu erkennen, wodurch die quasistatische Kolbenauslenkung ansteigt. Sie erreicht ein lokales Maximum, da die mechanische Spannung und die

Durchbiegung der Folie ebenfalls deutlich anwachsen. Dadurch sinkt wie unter 1. und 2. beschrieben die Längenänderung des Folienquerschnittes aufgrund des Piezoeffektes sowie deren Wirksamkeit auf die Kolbenauslenkung wegen der stärkeren statischen Durchbiegung. Deshalb sinkt bei einem weiter steigenden statischen Differenzdruck die Kolbenauslenkung ab.

Kolbenschnelle in Resonanz Das Produkt aus der Resonanz-Kreisfrequenz, der Güte inklusive der Schallfeld- und Folienverluste und der statischen Kolbenauslenkung repräsentiert die erreichbare Kolbenschnelle im Resonanzbetrieb. Sie darf maximal zu einer Auslenkung führen, bei der die Folie nicht durch ihre gestreckte Lage hindurchschwingt. Anderenfalls wird die antreibende Feldstärke so lange reduziert, bis dieser Fall erreicht ist.

In den dargestellten Wandlerkonfigurationen liegt die Kolbenschnelle der Folien ohne mechanische Vorspannung über denen mit mechanisch vorgespannter Folie. Dieses Verhalten resultiert aus dem Absinken der korrespondierenden quasistatischen Kolbenauslenkungen bei der Anwendung der mechanischen Vorspannung. Allerdings steigt durch das mechanische Vorspannen der Folie auch ihre Resonanzfrequenz, speziell im Bereich eines geringen statischen Differenzdrucks. Da weiterhin der Anstieg der Resonanzfrequenz durch die statische Durchbiegung der Folie beeinflusst wird, ist das genaue Verhalten der Kolbenschnelle über dem statischen Differenzdruck jeweils von der konkreten Wandlerkonfiguration abhängig.

Die antreibende Feldstärke darf nur so groß gewählt werden, dass die Folie in Resonanz nicht durch ihre gestreckte Lage hindurchschwingt. Anderenfalls würde eine gegenphasige Energieeinspeisung den Wirkungsgrad des Wandlers herabsetzen. Daher begrenzt die statische Durchbiegung der Folie in der Mitte zwischen den Stegen die maximale Auslenkung in Resonanz.

Nur die 25 μm dicke Folie ohne mechanische Vorspannung besitzt wegen des starken Einflusses der Biegesteifigkeit eine geringe statische Durchbiegung und eine kleine mechanische Spannung. Deshalb wird bei einem kleinen statischen Differenzdruck die elektrische Feldstärke reduziert, um ein Schwingen durch die gestreckte Lage in Resonanz zu vermeiden.

Das mechanische Vorspannen der Folie reduziert einerseits die statische Durchbiegung. Andererseits bewirkt es das Ansteigen der mechanischen Spannung in der Folie und damit das Absinken der Längenänderung des Folienquerschnittes durch die piezoelektrische Kraft. Deshalb verhindert das mechanische Vorspannen der Folie das Schwingen durch ihre gestreckte Lage.

In Bild 5.8 sind 5 weitere charakteristische Größen der bereits diskutierten Beispielformen von PVDF-Folienwandlern über dem statischen Differenzdruck aufgetragen: die Güte einschließlich der Schallfeld- und Folienverluste, das Verhältnis der Güte mit und ohne Folienverluste, der Blindstrom, die Blindleistung und das Verhältnis der Kolbenschnelle zur Blindleistung.

Die Güte steigt bei ausschließlicher resistiver Belastung durch das Schallfeld mit der Folienmasse und der Resonanzfrequenz. Durch die Einbeziehung der Folienverluste wächst die Güte langsamer als die Resonanzfrequenz über dem statischen Differenzdruck, da ein frequenzunabhängiger Verlustfaktor der Folie vorausgesetzt wird.

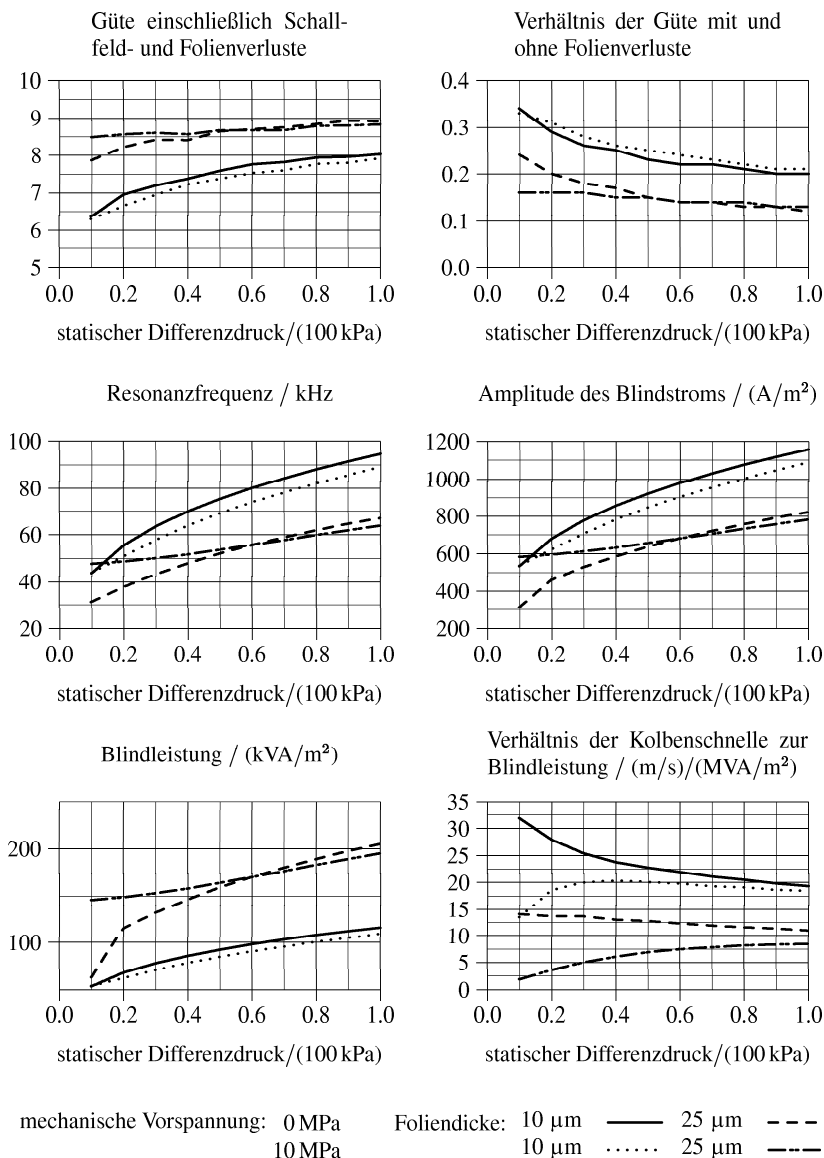


Bild 5.8: Charakteristische Größen von PVDF-Folienwandlern mit einem Stegabstand von 1 mm und einer Stegbreite von 0,2 mm als Funktion des statischen Differenzdrucks, Parameter: mechanische Vorspannung der Folie und Foliendicke

Bemerkenswert ist der hohe Anteil der Folienverluste. Aus dem Verhältnis der Güte mit und ohne Folienverluste ist zu erkennen, dass die Folienverluste im Bereich eines großen statischen Differenzdrucks dominant die Gesamtverluste des Wandlers bestimmen.

Blindstrom Die Wandler werden mit der Grenzfeldstärke der PVDF-Folie im kontinuierlichen Betrieb gespeist, die mit 20 kV/mm angesetzt ist. Die Amplitude der elektrischen Eingangsspannung ist proportional zur Foliendicke. Sie beträgt bei der $10 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Folie 200 V und bei der $25 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Folie 500 V .

Da die Folie wegen der hohen relativen Dielektrizitätskonstante von ungefähr 11 eine große Kapazität besitzt, belastet als Eingangsstrom hauptsächlich der Blindstrom den Verstärker. Er könnte prinzipiell durch eine entsprechende Induktivität kompensiert werden, was bei dem vorliegenden Leistungsverstärker (vgl. Abschnitt 7) bis zu einer Amplitude der Wechselspannung von 150 V aber nicht notwendig ist. Außerdem ist ohne Kompensation die Amplitude der Wechselspannung am Wandler nahezu unabhängig von der Frequenz, was die Messung von Frequenzgängen erleichtert.

Der Blindstrom wird aus der Wandler Spannung und der Kapazität der Folie berechnet. Da sich die Kapazität indirekt proportional und die elektrische Spannung proportional zur Foliendicke verhält, ist der Eingangsstrom unabhängig von der Foliendicke. Der Blindstrom steigt proportional zur Frequenz an.

Im Fall der nicht vorgespannten $25 \text{ }\mu\text{m}$ dicken Folie resultiert der geringe Blindstrom bei einem geringen statischen Differenzdruck aus der abgesenkten elektrischen Feldstärke, damit die Folie nicht durch die gestreckte Lage schwingt.

Die Blindleistung wird als Produkt der Betriebsspannung und des Blindstromes berechnet. Sie ist deshalb proportional zur Foliendicke. Es sollte daher nicht nur aus der Sicht der akustischen Bandbreite sondern auch wegen der immensen Blindleistung auf möglichst dünne Folien zurückgegriffen werden. Die eingespeiste Blindleistung führt wegen der dielektrischen Verluste zur thermischen Belastungsgrenze der PVDF-Folie, die auch bei einer Kompensation des Blindstromes nicht umgangen werden kann.

Verhältnis der Kolbenschnelle in Resonanz zur Blindleistung Gerade wegen der immensen Blindleistung wird die Frage nach der Leistungsgrenze des Wandlervorgangs nicht allein durch die maximale Kolbenschnelle in Resonanz beantwortet werden können. Ebenso interessiert das optimale Verhältnis aus der erhaltenen Kolbenschnelle und der eingespeisten Blindleistung, dessen Maximum bei einem niedrigen statischen Differenzdruck liegt. Die Wandler mit mechanisch vorgespannten Folien bleiben dort weit hinter denen ohne mechanische Vorspannung zurück. Mit steigendem Differenzdruck nähern sich die Werte für Wandler mit und ohne mechanischer Vorspannung einander an. Ist der Einsatz des maximalen Differenzdrucks aus anderen Gründen unvermeidbar, so sollte eine geringe Foliendicke angewendet werden.

5.2.3 Gegenüberstellung von Wandlerkonfigurationen gleicher Resonanzfrequenz

Die folgenden Bilder 5.9 bis 5.14 zeigen charakteristische Parameter der PVDF-Folienwandler als Funktion der Foliendicke und des Stegabstandes. Alle Wandlerparameter wurden ohne und

mit einer mechanischen Vorspannung der Folie von 10 MPa bei den Betriebsfrequenzen von [40; 60; 80] kHz dargestellt.

Wegen der begrenzten Auflösung der Foliendicke und des Stegabstandes treten bei einer Betriebsfrequenz von 80 kHz die Wandlerkonfigurationen mit Foliendicken über 40 μm zum Teil nicht in Erscheinung, da die Simulationsrechnung bei keinem Stegabstand und keinem statischen Differenzdruck diese Resonanzfrequenz erreicht.

Bild 5.9 zeigt die statische Durchbiegung der PVDF-Folie in der Mitte zwischen den Stegen, wo sie ihr lokales Maximum über dem Folienquerschnitt erreicht. Die größte Durchbiegung in den hier gegenübergestellten Diagrammen beträgt 100 μm und wird von dem Folienwandler ohne mechanische Vorspannung mit der Betriebsfrequenz von 40 kHz erreicht. Die Durchbiegung eines mechanisch vorgespannten Folienwandlers ist immer kleiner als die eines Wandlers ohne mechanische Vorspannung mit der gleichen Resonanzfrequenz und Wandlergeometrie. Mit wachsender Frequenz sinkt die Durchbiegung der PVDF-Folie.

In Bild 5.10 ist die mechanische Spannung in der PVDF-Folie dargestellt. Sie entspricht dem Mittelwert der Spannung über der Foliendicke. Es zeigt sich, dass die Wandler mit mechanischer Vorspannung nach dem Aufprägen des statischen Differenzdrucks auch die größere mechanische Spannung in der Folie besitzen. Allerdings beträgt die Differenz der mechanischen Spannungen zwischen einem vorgespannten und nicht vorgespannten Wandler nur einen geringen Anteil der mechanischen Vorspannung. Das Maximum der mechanischen Spannung wurde auf 15 MPa begrenzt, da bei dessen Erreichen die Folie zu kriechen bzw. zu fließen beginnt. Daraus resultiert für jede mechanische Vorspannung und Foliendicke ein maximaler Stegabstand. Alle Wandlerkonfigurationen, die den maximalen Stegabstand und damit die maximale mechanische Spannung der PVDF-Folie überschreiten, wurden aus den Diagrammen aussortiert. Bei dünnen Folien wird die maximale mechanische Spannung eher erreicht als bei dicken Folien. In einem Zugversuch mit der experimentell untersuchten PVDF-Folie (vgl. Anhang B.2.2) zeigt sich, dass bereits ab einer mechanischen Spannung von nur 12 MPa die Folie zu kriechen beginnt. Reproduzierbare und langzeitstabile Wandler können demnach nur beim Einsatz einer ausreichend dicken Folie hergestellt werden, wenn der Stegabstand einen zur Foliendicke gehörigen Wert nicht überschreitet. Da durch die eingesetzten Folienelektroden noch eine geringfügige zusätzliche Versteifung der Folie möglich ist, wird in der Simulationsrechnung als obere Begrenzung für die mechanische Spannung der Folie von den bereits genannten 15 MPa ausgegangen. Weiterhin ist erkennbar, dass der Bereich des Stegabstandes zur Realisierung einer Betriebsfrequenz durch den Einsatz einer mechanischen Vorspannung erheblich eingeschränkt wird. Schließlich sinkt bei jeder Foliendicke die mechanische Spannung der Folie zu kleiner werdenden Stegabständen ab. Wenn sie vernachlässigbar klein ist, kann ein Ansteigen der Resonanzfrequenz nicht mehr kompensiert werden. Deshalb gehören solche Wandlerkonfigurationen mit kleinen Stegabständen nicht mehr zur dargestellten Gruppe der Resonanzfrequenz und sind ebenfalls aus allen Diagrammen des Abschnittes aussortiert.

Bild 5.11 zeigt den statischen Differenzdruck zwischen der Vorder- und Rückseite der PVDF-Folie. Sein Maximum liegt bei dem größtmöglichen Stegabstand, bei dem die gewünschte Betriebsfrequenz mit einer vorgegebenen Foliendicke gerade noch erreichbar ist. Bei kleinen Foliendicken wird zum Teil die maximal zulässige mechanische Spannung der Folie schon erreicht, bevor der größtmögliche statische Differenzdruck wirksam ist. Damit sinkt auch die Formstabilität solcher Wandlerkonfigurationen mit dünnen Folien und steigt die Toleranzempfindlichkeit gegen Schwankungen des statischen Luftdrucks. Ein zuverlässiger Betrieb mit

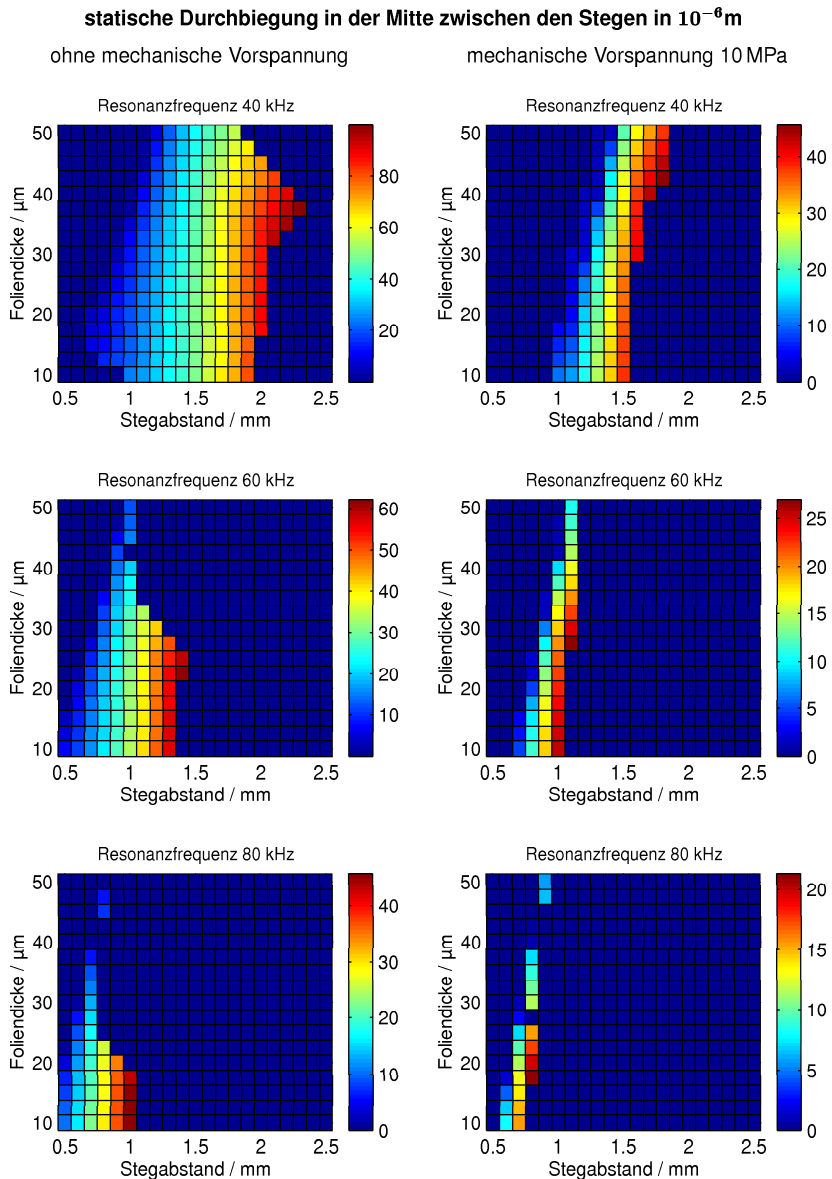


Bild 5.9: Statische Durchbiegung der PVDF-Folie in der Mitte zwischen den Stegen als Funktion der Foliedicke und des Stegabstandes; Parameter: mechanische Vorspannung der Folie, Resonanzfrequenz

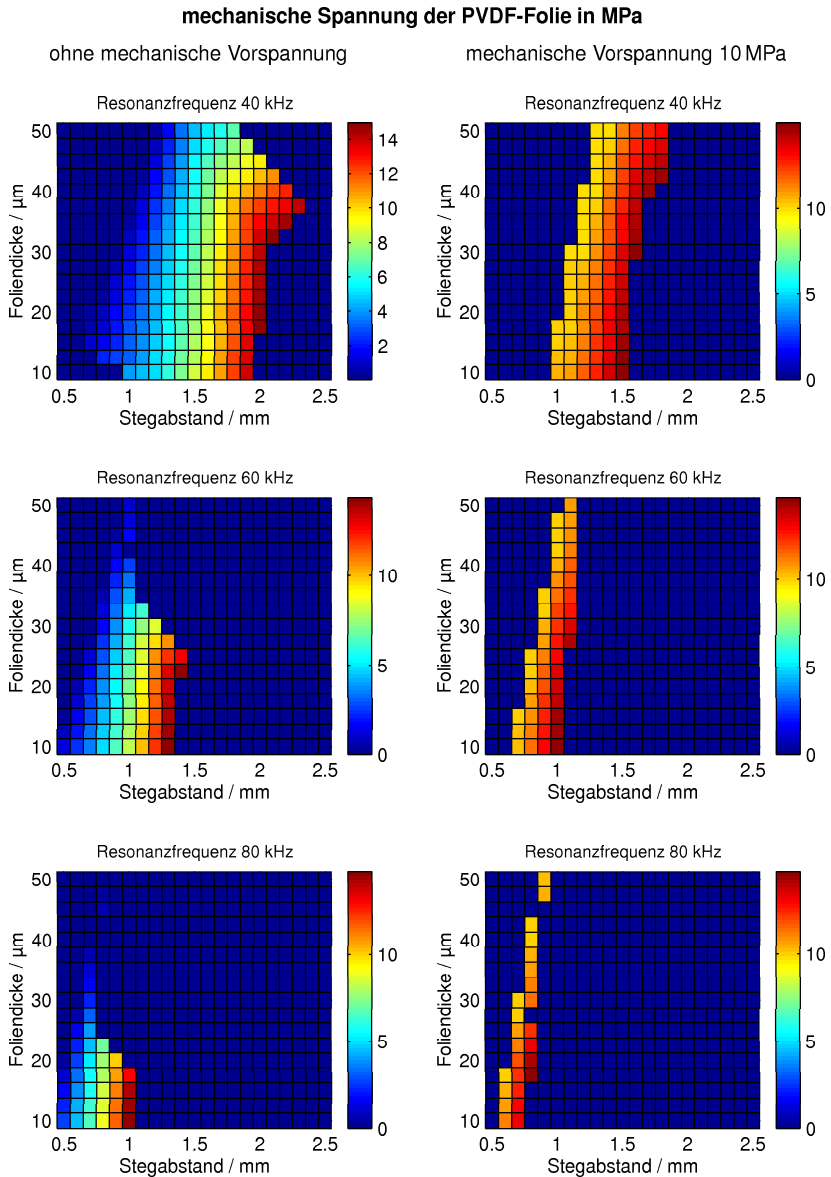


Bild 5.10: Mechanische Spannung der PVDF-Folie als Funktion der Folien Dicke und des Stegabstandes; Parameter: mechanische Vorspannung der Folie, Resonanzfrequenz

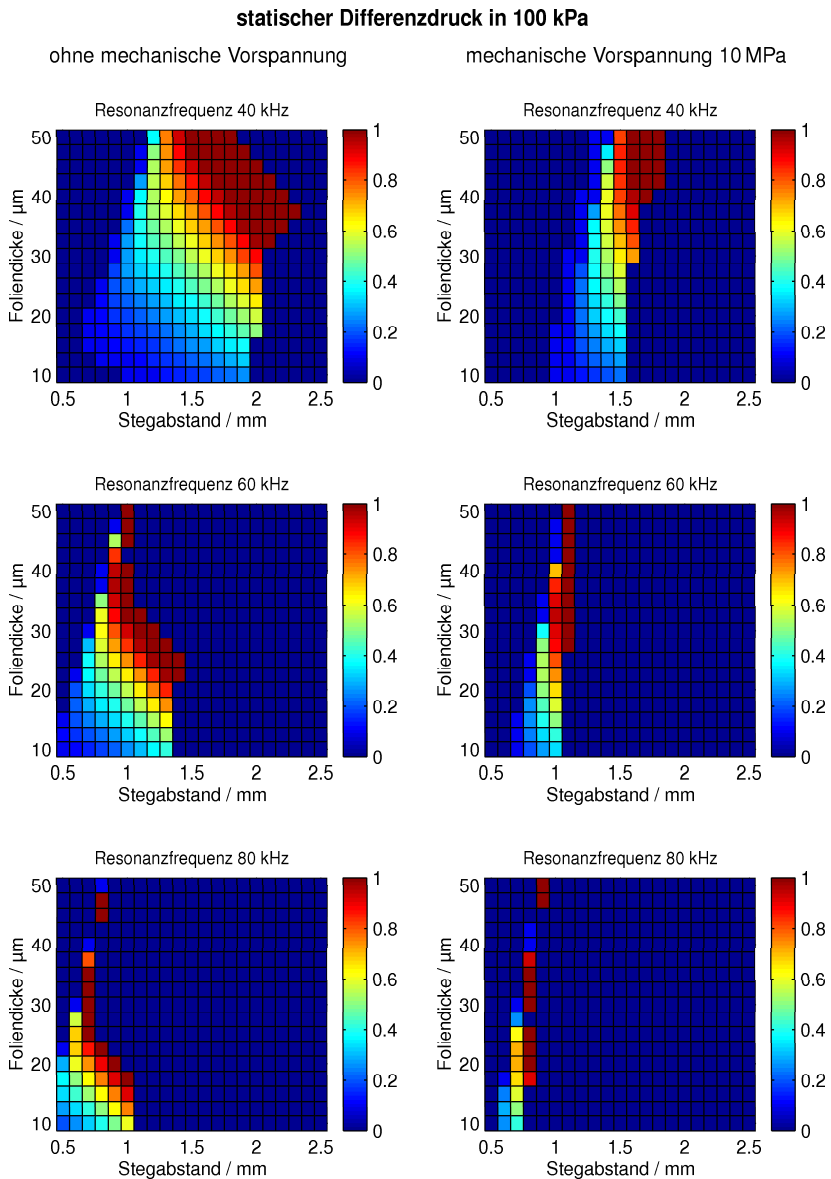


Bild 5.11: Statistischer Differenzdruck zwischen der Vorder- und Rückseite der Folie als Funktion der Folienstärke und des Stegabstandes; Parameter: mechanische Vorspannung der Folie, Resonanzfrequenz

geringem statischen Differenzdruck ist daher nicht gesichert, weshalb solche Wandlerkonfigurationen nicht angewendet werden sollten. Der maximale Stegabstand ist somit bei dicken PVDF-Folien durch den maximalen statischen Differenzdruck und bei dünnen Folien durch die maximal zulässige mechanische Spannung der Folie begrenzt. Bei konstanter Foliendicke und sinkendem Stegabstand steigt der Anteil der Biegesteifigkeit an der Bestimmung der Resonanzfrequenz. Daher muss dort die mechanische Spannung der Folie und somit der statische Differenzdruck absinken.

In Bild 5.12 ist die Kolbenschnelle in Resonanz dargestellt. Diese Größe ist direkt proportional zum maximal abstrahlbaren Schalldruck der PVDF-Folienwandler und beschreibt damit die Leistungsgrenze des Wandlerverfahrens. Es zeigt sich, dass bei einer gewählten Resonanzfrequenz die Folienwandler ohne mechanische Vorspannung immer eine größere Kolbenschnelle als die mechanisch vorgespannten Folienwandler liefern. Damit verbleiben nur die Foliendicke und der Stegabstand als freie Parameter der Wandleroptimierung. Aus den Diagrammen kann für alle dargestellten Frequenzen übereinstimmend festgestellt werden, dass die maximale Kolbenschnelle in einem Bereich benachbarter Foliendicken und den zugehörigen größtmöglichen Stegabständen entsteht. Die Größe des Bereiches sinkt mit wachsender Resonanzfrequenz und beim Einsatz einer mechanischen Vorspannung. Außerdem bedarf es beim Einsatz einer mechanischen Vorspannung eines kleineren Stegabstandes, um das Maximum der Kolbenschnelle einzustellen. Im betrachteten Frequenzgebiet von 40 bis 80 kHz ist bei der Ausnutzung der Grenzfeldstärke von 20 kV/mm eine Kolbenschnelle um 2,5 m/s zu bewerkstelligen. Es wird darauf hingewiesen, dass die Folienverluste dominant die Güte der Folienwandler bestimmen. Sollten sich Abweichungen zwischen den gemessenen und berechneten Güten herausstellen, so sind auch die Kolbenschnellen um das Verhältnis dieser Güten zu korrigieren.

Die Güte unter Einbeziehung der Schallfeld- und Folienverluste steigt geringfügig mit der Foliendicke. Der Anstieg mit der Frequenz ist marginal, da von einem frequenzunabhängigen Verlustfaktor der PVDF-Folie ausgegangen wird und die Folienverluste dominant die Güte beeinflussen. Das in Bild 5.12 sichtbare breite Maximum der Kolbenschnelle bei steigender Foliendicke ist daher auch ein Resultat der steigenden Güte der Folienwandler. Da aber die Bandbreite mit steigender Güte sinkt, sollte unter diesem Aspekt aus dem Bereich der maximalen Kolbenschnelle die Wandlerkonfiguration mit der kleinstmöglichen Foliendicke gewählt werden. In der Umgebung des Maximums der Kolbenschnelle beträgt die Güte ungefähr 9 unabhängig von der gewählten Resonanzfrequenz.

Bild 5.13 zeigt die eingespeiste Blindleistung in die PVDF-Folienwandler bezogen auf die Wandlerfläche. Sie steigt mit der gewünschten Betriebsfrequenz, da die Kapazität der Folienwandler mit konstanter Grenzfeldstärke umgeladen wird. Der Anstieg der Blindleistung mit der Foliendicke resultiert aus dem Anstieg der elektrischen Spannung, währenddessen der Strom unabhängig von der Foliendicke ist. Weiterhin ist die Blindleistung vom Stegabstand nahezu unabhängig. Die dielektrischen und mechanischen Verluste sind um den Verlustfaktor kleiner als die Blindleistung.

In Bild 5.14 ist das Verhältnis aus der Kolbenschnelle in Resonanz und der zugehörigen eingespeisten Blindleistung bezogen auf die Wandlerfläche dargestellt. Diese Größe ist ein Kriterium für die Effektivität des Wandlerverfahrens. Das günstigste Verhältnis wird durch den Einsatz der kleinstmöglichen Foliendicke erzielt. Da aber in diesem Bereich nur ein geringer statischer Differenzdruck angewendet werden kann, sind solche Arbeitspunkte wegen der großen Toleranzempfindlichkeit weder reproduzierbar noch langfristig stabil einstellbar. Das günstigste Ver-

Kolbenschnelle in Resonanz in m/s

ohne mechanische Vorspannung

mechanische Vorspannung 10 MPa

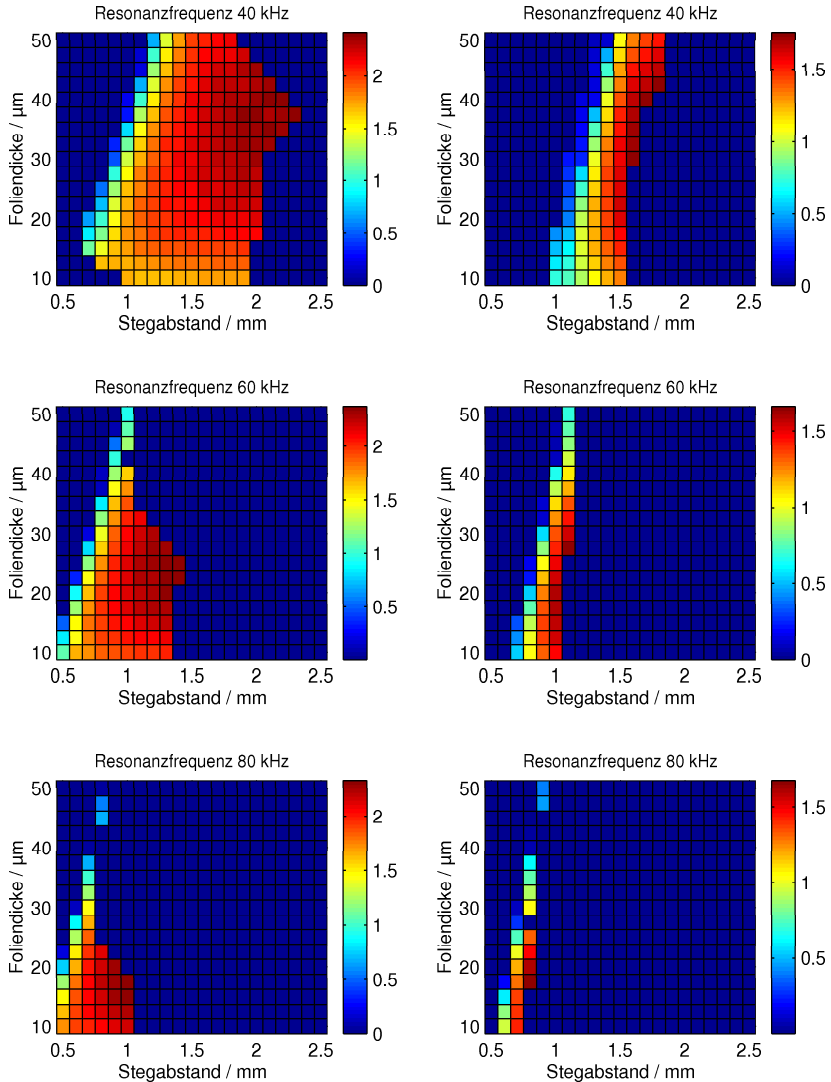


Bild 5.12: Kolbenschnelle in Resonanz als Funktion der Folien Dicke und des Stegabstandes; Parameter: mechanische Vorspannung der Folie, Resonanzfrequenz

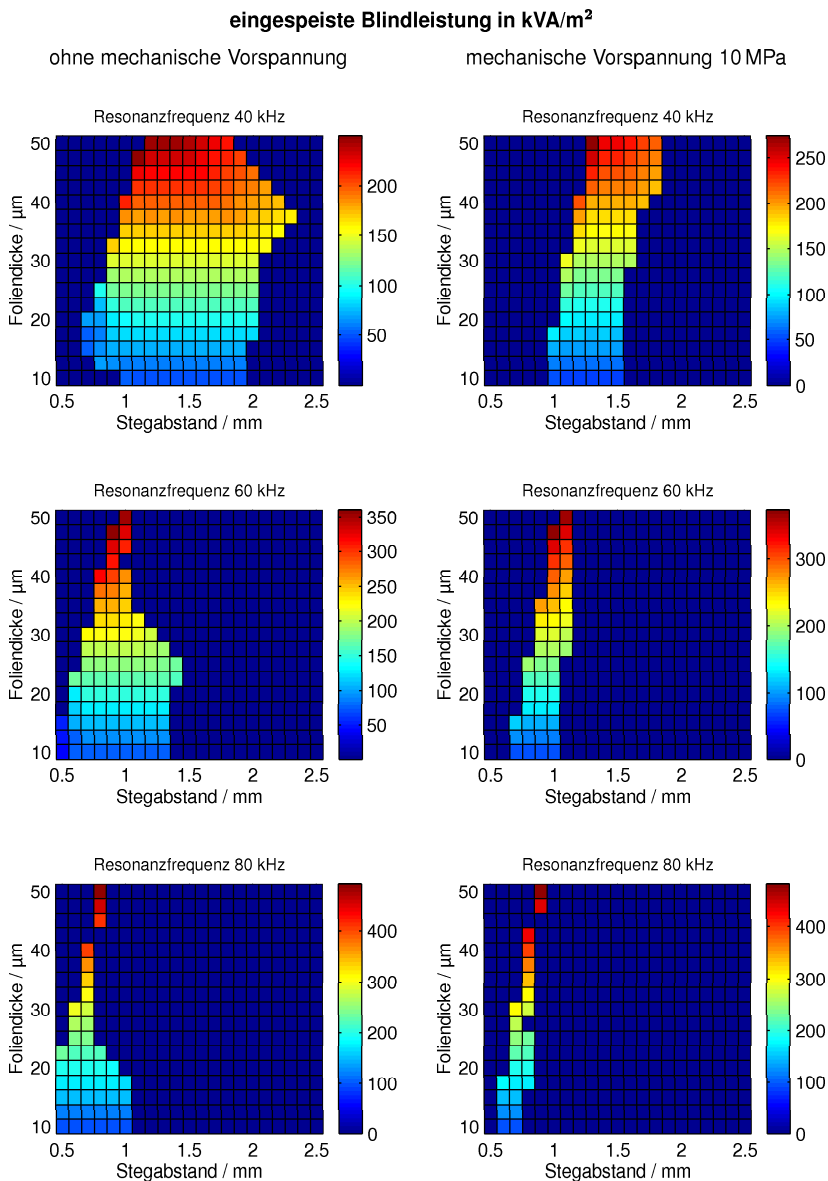


Bild 5.13: Eingespeiste Blindleistung als Funktion der Folienstärke und des Stegabstandes; Parameter: mechanische Vorspannung der Folie, Resonanzfrequenz

Verhältnis aus der Kolbenschelle in Resonanz und der eingespeisten Blindleistung
in (m/s) / (MVA*m²)

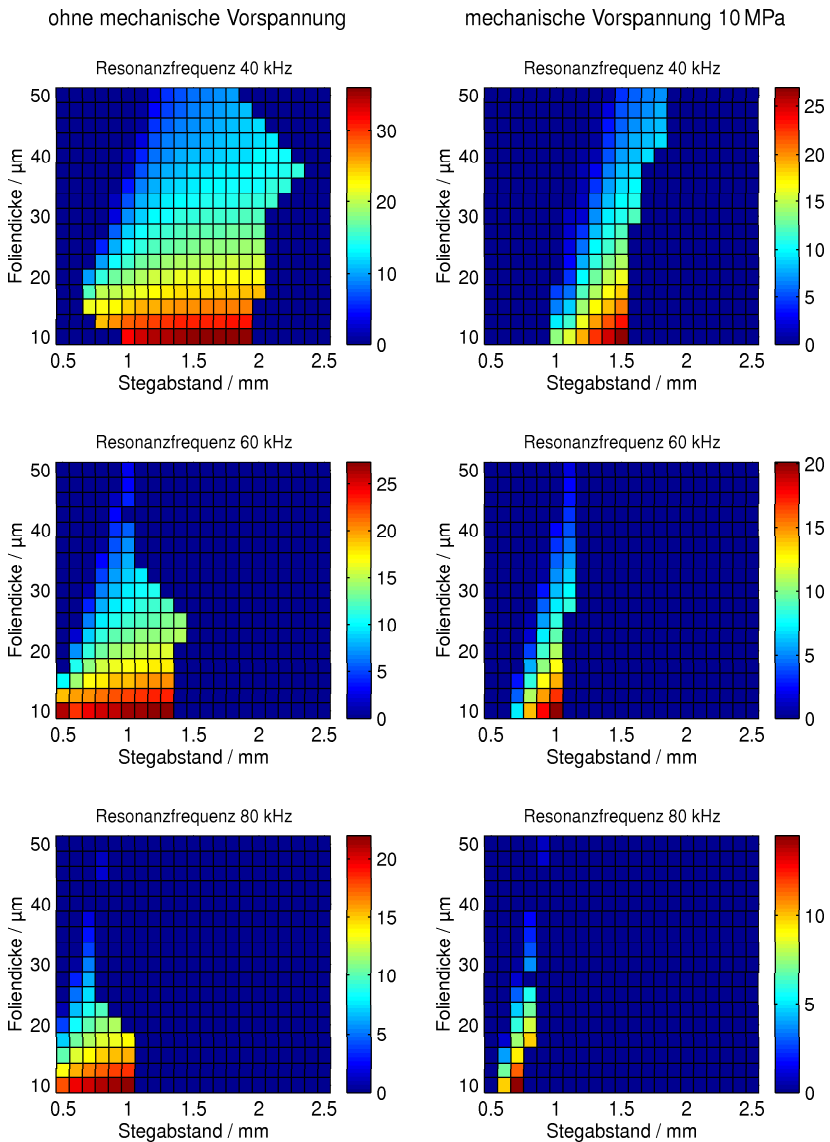


Bild 5.14: Verhältnis der Kolbenschelle in Resonanz und der eingespeisten Blindleistung als Funktion der Folienstärke und des Stegabstandes; Parameter: mechanische Vorspannung der Folie, Resonanzfrequenz

hältnis der Kolbenschnelle und der eingespeisten Blindleistung kann daher nur durch die Wahl der kleinstmöglichen Betriebsfrequenz eingestellt werden.

5.2.4 Thermische Begrenzung durch den Folienwerkstoff

Mit dem Simulationsprogramm aus dem Abschnitt 5.2.1 wurde eine auf die Wandlerfläche A normierte mittlere Blindleistung der PVDF-Folienwandler in Resonanz von 200 kVA/m^2 ermittelt. Sie führt bei einem Verlustfaktor der Folie von 0.1 zu einer flächenbezogenen thermischen Verlustleistung P_{th}/A von 20 kW/m^2 . Diese Leistungen entstehen bei der vorausgesetzten Amplitude der elektrischen Feldstärke von 20 kV/mm .

In diesem Abschnitt wird mit stark vereinfachenden Annahmen die thermische Begrenzung von PVDF-Folienwandlern abgeschätzt. Speziell wird folgendes untersucht:

- der Temperaturgradient entlang der Foliendicke,
- die maximale thermische Leistung bzw. elektrische Feldstärke im stationären Betrieb bei ausschließlicher Wärmeabstrahlung der PVDF-Folie an die Luft
- und bei ausschließlicher Ableitung der Wärme entlang des Folienquerschnittes an die Stege der Gegenelektrode.

Vorausgesetzt wird ein idealer Wärmeübergang zwischen der PVDF-Folie und den Folienelektroden und ein Wärmeübergangskoeffizient von $30 \text{ W/(K}\cdot\text{m}^2)$ zwischen den Folienelektroden und der Luft [64]. Die Bezeichnungen der Geometrie der Gegenelektrode und der Folie stimmen mit denen aus Bild 4.2 überein. Die maximale Temperaturdifferenz zwischen der PVDF-Folie und der Raumtemperatur darf 50 K betragen, um den piezoelektrischen Effekt der Folie nicht zu zerstören. In den folgenden Zahlenbeispielen wird von einer $25 \text{ }\mu\text{m}$ dicken PVDF-Folie der Firma „Piezotech“ ausgegangen und die benötigten Werkstoffkonstanten aus den Tafeln B.2 und B.3 entnommen.

Temperaturgradient entlang der Foliendicke Die thermische Verlustleistung sollte entlang der Foliendicke nur zu einem geringen Anstieg der Temperatur führen, damit ein guter Abtransport der Wärme in Richtung der Folienelektroden erfolgen kann. In Bild 5.15 ist eine

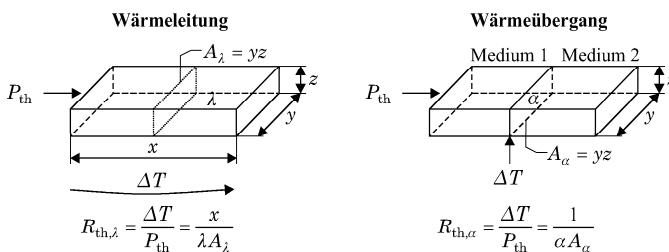


Bild 5.15: Thermischer Widerstand [64] der Wärmeleitung und des Wärmeübergangs anhand der elektrisch-thermischen Analogie $U \sim \Delta T$; $I \sim P_{\text{th}}$

elektrisch-thermische Analogie vorgestellt [64]. Mit Hilfe des thermischen Widerstandes bei Wärmeleitung wird die Temperaturdifferenz von der Mitte der Foliendicke zu den Folienelektroden berechnet. Würde die gesamte thermische Leistung in einer Ebene in der Mitte der Foliendicke eingespeist, so könnte sie zu beiden Folienelektroden durch je einen Widerstand $R_{th,\lambda} = d/2/(\lambda bl)$ abfließen. Da aber die thermischen Verluste auf ihrem Ausbreitungsweg entstehen, wird der gesamte thermische Widerstand von der Mitte der Foliendicke bis zu den Folienelektroden nur von der halben thermischen Leistung durchströmt:

$$\Delta T = R_{th,\lambda} \parallel R_{th,\lambda} \frac{P_{th}}{2} = \frac{1}{8} \frac{d}{\lambda} \underbrace{\frac{P_{th}}{bl}}_{=P_{th}/A} = \frac{25 \mu\text{m}}{8 \cdot 0.19 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{m})} 20 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} = 0.3 \text{ K} .$$

Die Temperaturdifferenz von der Mitte der Foliendicke zu den Folienelektroden ist bei der maximalen erwarteten Verlustleistung so gering, dass in guter Näherung von einer konstanten Temperatur entlang der Foliendicke ausgegangen werden kann. Damit stimmt gleichzeitig die lokale Temperatur beider Folienelektroden überein.

Ausschließliche Wärmeabführung an die Luft Soll der PVDF-Folienwandler ohne Kühlung im stationären Betrieb arbeiten, so muss die gesamte thermische Verlustleistung in die Luft in Richtung des Schallfeldes abgestrahlt werden. Mit Bild 5.15 ergibt sich für diesen Wärmeübergang ein thermischer Widerstand $R_{th,\alpha} = 1/(\alpha bl)$ und eine Temperaturdifferenz

$$\Delta T = R_{th,\alpha} P_{th} = \frac{1}{\alpha} \underbrace{\frac{P_{th}}{bl}}_{=P_{th}/A} = \frac{1}{30 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{m}^2)} 20 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} = 667 \text{ K} .$$

In diesem Betriebsfall kann bei der maximal zulässigen Temperaturdifferenz von 50 K nur 7.5 % der Verlustleistung abgeführt werden. Das entspricht einer Absenkung der elektrischen Feldstärke auf 27 % des vorausgesetzten Wertes bzw. einer Amplitude der Wechselspannung von 135 V bei 25 μm Foliendicke. Nur durch eine Wärmeableitung an die Gegenelektrode kann die elektrische Feldstärke weiter erhöht werden.

Wärmeableitung entlang des Folienquerschnittes Bei einer gekühlten Gegenelektrode kann Wärme aus der PVDF-Folie an den Auflagezonen über die Stegkanten abtransportiert werden. Dieser Ansatz geht von Stegen konstanter Temperatur aus, so dass nun der Temperaturgradient entlang des Folienquerschnittes 50 K nicht überschreiten darf. Mit dem thermischen Widerstand bei Wärmeleitung aus Bild 5.15 wird die Temperaturdifferenz der PVDF-Folie zwischen der Mitte zwischen zwei Stegen und den benachbarten Stegen berechnet. Würde die gesamte Verlustleistung in der Mitte zwischen zwei Stegen eingespeist, so könnte sie in Richtung der beiden benachbarten Stege durch je einen Widerstand $R_{th,\lambda} = l/2/(\lambda bd)$ abfließen. Da aber die thermischen Verluste auf ihrem Ausbreitungsweg entstehen, wird der gesamte thermische Widerstand von der Mitte zwischen den Stegen bis zu den Stegkanten nur von der halben thermischen Leistung durchströmt. Bei einem Stegabstand von 1 mm und vernachlässigten Folienelektroden folgt eine Temperaturdifferenz von

$$\Delta T = R_{th,\lambda} \parallel R_{th,\lambda} \frac{P_{th}}{2} = \frac{1}{8} \frac{l^2}{\lambda d} \underbrace{\frac{P_{th}}{bl}}_{=P_{th}/A} = \frac{(1 \text{ mm})^2}{8 \cdot 0.19 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{m}) \cdot 25 \mu\text{m}} 20 \frac{\text{kW}}{\text{m}^2} = 526 \text{ K} .$$

Bei dem Stegabstand von 2 mm würde sich diese Temperaturdifferenz vervierfachen. Bei der Verwendung der Gegenelektrode mit dem kleinen Stegabstand von 1 mm könnte bei der Vernachlässigung der Folienelektroden die maximal zulässige Temperaturdifferenz nur bei einer Absenkung der Verlustleistung um den Faktor 10 unterschritten werden.

Als zusätzliche Wärmeleiter wirken die Folienelektroden. Zur Abschätzung des anteiligen Wärmeflusses wird das Verhältnis des thermischen Widerstandes der PVDF-Folie $R_{\text{th,F}}$ (Index F) und beider Folienelektroden $R_{\text{th,E}}$ (Index E) berechnet:

$$\frac{R_{\text{th,F}}}{R_{\text{th,E}}} = \frac{2 \lambda_{\text{E}} d_{\text{E}}}{\lambda_{\text{F}} d_{\text{F}}} = \frac{2 \cdot 209 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{m}) \cdot 80 \text{ nm}}{0.19 \text{ W}/(\text{K} \cdot \text{m}) \cdot 25 \text{ } \mu\text{m}} = 7.$$

Demnach wird nur 1/8 der Wärme durch die PVDF-Folie und 7/8 durch die Folienelektroden transportiert. Der resultierende thermische Widerstand der Folie inklusive der Folienelektroden beträgt nur 1/8 des Widerstandes der Folie. Bei 1 mm Stegabstand und der Einbeziehung der Folienelektroden wird daher nur noch eine Temperaturdifferenz von 66 K zwischen der Mitte zwischen den Stegen und den Stegkanten erwartet. Somit können 75 % bzw. 19 % der entstehenden Verlustleistung bei 1 mm bzw. 2 mm Stegabstand durch Wärmeleitung an die Gegenelektrode abgeleitet werden. Die Wandler werden dann mit 87 % bzw. 44 % der vorausgesetzten Amplitude der elektrischen Feldstärke betrieben.

Besäßen die untersuchten Gegenelektroden eine hinreichend große Wärmekapazität, so könnten die Versuche mit 25 μm dicken PVDF-Folien mit einer maximalen Amplitude der Wechselspannung von 200 V durchgeführt werden. Damit speziell bei der zeitaufwendigen Messung des Frequenzganges die maximale Temperatur der PVDF-Folie nicht überschritten wird, erfolgt die Begrenzung der Amplitude der Wechselspannung bei 150 V. Das entspricht gleichzeitig der Stromgrenze des Verstärkers.

Schlussfolgerungen Zur Erzeugung der maximalen Kolbenschnelle im kontinuierlichen Betrieb beim Einsatz der Grenzfeldstärke muss die Gegenelektrode durch Kühlung auf einer konstanten Temperatur gehalten werden, da in diesem Fall der größte Teil der thermischen Verlustleistung über die Folienelektroden an die Gegenelektrode abgeleitet wird. Deshalb ist auf einen guten Wärmeübergang zwischen den Stegen und der PVDF-Folie zu achten, was hinreichend große und glatte Kontaktflächen an abgerundeten Stegkanten voraussetzt. Bei der Verwendung großer Stegabstände ist die Dicke der Folienelektroden so weit zu erhöhen, dass sie zum Wärmetransport bei der begrenzten maximalen Temperaturdifferenz über der PVDF-Folie in der Lage sind. Die Dicke der Folienelektroden wächst dabei mit dem Quadrat des Stegabstandes. Der maximale Stegabstand ist somit neben der mechanischen Spannung der PVDF-Folie auch durch die Wärmeabführung der Folienelektroden begrenzt.

Erst deutlich unterhalb der Grenzfeldstärke und bei großen Stegabständen gewinnt die Abstrahlung von Wärme an die Luft zur Abführung der Verlustleistung an Bedeutung. Bei der Nutzung eines Drittels der Grenzfeldstärke ist der Abtransport der Verlustleistung bereits durch die Wärmeabstrahlung gesichert.

5.2.5 Kriterien zum Entwurf von PVDF-Folienwandlern

Aus den Abschnitten 5.2.2 und 5.2.3 und 5.2.4 können folgende Kriterien zum Entwurf von PVDF-Folienwandlern abgeleitet werden:

- Der Folienwerkstoff mit der maximalen verfügbaren Piezokonstante d_{31} ist einzusetzen, da er die Kolbenschnelle mit der geringsten elektrischen Feldstärke erzeugt.
- Auf eine mechanische Vorspannung der Folie sollte verzichtet werden. Bereits ohne Vorspannung wird die Kriech- bzw. Fließgrenze der PVDF-Folie speziell beim Einsatz einer geringen Foliendicke schon bei kleinen Stegabständen erreicht. Dicke Folienelektroden erhöhen die Zugfestigkeit der PVDF-Folie geringfügig. Durch die zusätzliche Versteifung sinkt aber auch die Kolbenschnelle.
- Die maximale Kolbenschnelle wird bei jeder gewählten Resonanzfrequenz in der Umgebung benachbarter Foliendicken und den zugehörigen maximalen Stegabständen erreicht. Dort entspricht der statische Differenzdruck dem barometrischen Luftdruck. Die mechanische Spannung in der Folie ist nahe ihrer Fließgrenze. Aus diesem Bereich der maximalen Kolbenschnelle sollte die Wandlerkonfiguration mit der minimalen Foliendicke ausgewählt werden, die gleichzeitig die größtmögliche Bandbreite bei der geringsten eingespeisten elektrischen Blindleistung erzielt.
- Ein maximaler statischer Differenzdruck sorgt für die größtmögliche Durchbiegung der Folie, womit die geringste Toleranzempfindlichkeit der Resonanzfrequenz gegen Schwankungen des statischen Luftdrucks erzielt wird.
- Für Anwendungen von PVDF-Folienwandlern sollte die kleinstmögliche Betriebsfrequenz gewählt werden, da das Verhältnis der Kolbenschnelle zur Blindleistung mit wachsender Betriebsfrequenz absinkt.
- Die PVDF-Folie erwärmt sich durch dielektrische und mechanische Verluste. Da bei dem Erreichen einer Folientemperatur von 70°C eine weitere Erhöhung der antreibenden elektrischen Feldstärke ausgeschlossen ist, sollte aus dem Bereich der maximalen Kolbenschnelle die dünnste PVDF-Folie gewählt werden, da dort der Einsatz der Grenzfeldstärke zur geringsten Verlustleistung führt.
- Bei der Ausnutzung der Grenzfeldstärke müssen die Folienelektroden zur Abführung der thermischen Verlustleistung aus der PVDF-Folie an die Stege der Gegenelektrode in der Lage sein. Daraus resultiert eine minimale Dicke der Folienelektroden, die mit dem Quadrat des Stegabstandes ansteigt. Für den Dauerbetrieb ist die Gegenelektrode zu kühlen, um sie auf konstanter Temperatur zu halten. Beträgt die elektrische Feldstärke weniger als ein Drittel der Grenzfeldstärke, so kann die thermische Verlustleistung von der Folie in die Luft abgestrahlt werden.

6 Schallausbreitung vor Ultraschall-Folienwandlern

6.1 Zusammenhang von Kolbenschnelle und Schalldruck

Die experimentelle Untersuchung von Ultraschall-Folienwandlern in den Abschnitten 8 und 9 wird durch zwei physikalisch unabhängige Messverfahren durchgeführt:

- Messung des Schalldrucks im Fernfeld auf der Wandlerhauptachse
- Messung der lokalen Schnelle der schwingenden Wandleroberfläche und Bestimmung der akustisch wirksamen Kolbenschnelle.

In diesem Abschnitt wird ein neuer heuristischer Ansatz zur Beschreibung des Zusammenhangs von Schalldruck und Kolbenschnelle vorgestellt. Er berücksichtigt alle wesentlichen Einflüsse auf die Schallausbreitung vom Schallsender zum Mikrofon-Messpunkt:

1. Das Absinken des Schalldrucks durch die geometrische Aufweitung der Schallwelle vor dem Wandler wird mit Hilfe des Modells des Kolbenstrahlers berechnet.
2. Die frequenzabhängige Luftdämpfung der Schallwelle für eine mittlere Luftfeuchtigkeit im Messraum liegt in Form von Diagrammen vor.
3. Die Schallwelle stellt sich bei den hier untersuchten hohen Schalldrücken und langen Laufwegen auf. Deshalb spalten sich auf dem Laufweg höhere Harmonische ab, die eine Absenkung des Schalldrucks der Grundwelle im Mikrofon-Messpunkt zur Folge haben.

Der heuristische Ansatz ist durch eine hinreichende Anzahl von Messungen validiert, die im Anschluss an die Modellbildung vorgestellt werden.

6.1.1 Schallabstrahlung eines Kolbenstrahlers

Die untersuchten Schallsender mit einem Durchmesser von 40 mm besitzen eine Helmholtz-zahl kR von [15; 44] im Frequenzbereich von [40; 120] kHz, weshalb von einer starken Bündelung der Schallwelle auszugehen ist. Das Absinken des Schalldrucks durch die geometrische Aufweitung der Schallwelle wird mit dem Modell des Kolbenstrahlers berechnet.

Im oberen Teil von Bild 6.1 ist die Schallschnelle eines Kolbenstrahlers entlang eines radialen Schnittes seiner Oberfläche normiert auf die Kolbenschnelle dargestellt. Die Aufweitung der Schallwelle beginnt am Ende des Nahfeldes. Deshalb sinkt der Schalldruck von dort an mit wachsendem Abstand zur Wandleroberfläche stetig ab. Im Nahfeld variiert die Amplitude der Schallschnelle stark und erreicht ihr schmales Maximum auf der Wandlerhauptachse am Ende des Nahfeldes.

Im unteren Diagramm von Bild 6.1 ist der Betrag der Schallschnelle eines Kolbenstrahlers auf dessen Hauptachse normiert auf die Kolbenschnelle dargestellt [17]:

$$\underline{p}(z) = \underline{v}_K \rho c \left[e^{-jkz} - e^{-jk\sqrt{z^2 + R^2}} \right] \quad \rightarrow \quad \frac{\underline{v}(z)}{\underline{v}_K} = \frac{\underline{p}(z)/\rho c}{\underline{v}_K} . \quad (6.1)$$

Im Nahfeldbereich wird Gleichung 6.1 genähert (siehe Bild 6.1 $\rightarrow \circ$), so dass dort die Schallschnelle der Kolbenschnelle des Wandlers entspricht. Das bedeutet, dass im Nahfeld von einer

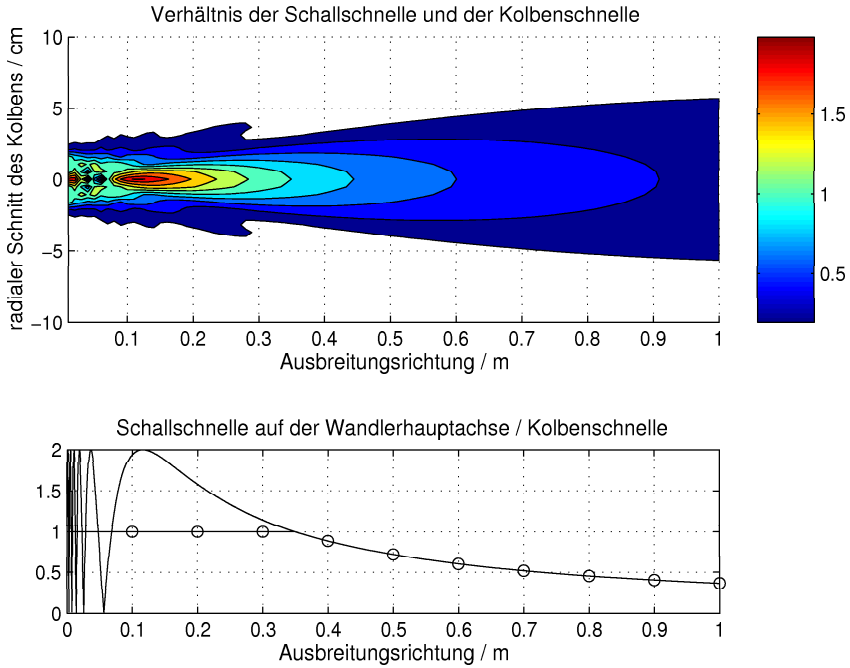


Bild 6.1: oben: Ausbreitung der Schallschnelle vor einem Kolbenstrahler (Radius 20 mm) normiert auf die Kolbenschnelle des Wandlers (Betriebsfrequenz 100 kHz); unten: Betrag der Schallschnelle auf der Wandlerhauptachse normiert auf die Kolbenschnelle des Wandlers, Näherung zur Simulation (\circ)

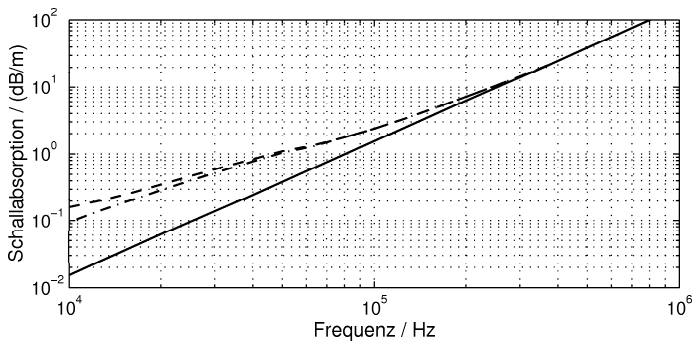
ebenen Schallwelle ausgegangen wird, die am Wandler beginnt und bis an das Ende des Nahfeldes ohne geometrische Aufweitung weiterläuft. Danach sinkt die Schallschnelle entsprechend der Aufweitung der Schallwelle ab. Diese Approximation, die auf der genäherten Kolbenstrahlerformel (siehe Bild 6.1 \rightarrow \circ) beruht, wird zur Beschreibung der Dämpfung der Schallwelle aufgrund ihrer geometrischen Aufweitung benutzt.

6.1.2 Schallabsorption in Luft

Die klassische Luftdämpfung berücksichtigt die Verluste durch die Viskosität η und die Wärmeleitfähigkeit λ der Luft. Beide Effekte hängen quadratisch von der Frequenz ab und bestimmen den Dämpfungskoeffizienten [38]:

$$\alpha = \frac{\omega^2}{2\rho c^3} \left(\frac{4}{3}\eta + \frac{(\kappa - 1)\lambda}{c_p} \right). \quad (6.2)$$

Die aus Gleichung 6.2 berechnete klassische Luftdämpfung in dB/m ist in Bild 6.2 durch ei-



klassische Luftdämpfung: — relative Luftfeuchtigkeit: - - - 50% - . - 55%

Bild 6.2: Schallabsorption in Luft nach [17] bei einer relativen Luftfeuchtigkeit von 50% bzw. 55% und klassischer Luftdämpfung gemäß Gleichung 6.2

ne Gerade dargestellt. Wird weiterhin die thermische Relaxation der Luft berücksichtigt, so erhält der Dämpfungskoeffizient eine Abhängigkeit von der relativen Luftfeuchtigkeit. Zwei Dämpfungsverläufe [17] für eine relative Luftfeuchtigkeit von 50% bzw. 55% wurden ebenfalls in Bild 6.2 dargestellt. Bei steigender Frequenz nähern sich beide Graphen einander an und konvergieren gegen die klassische Luftdämpfung. Daher sind im hier untersuchten Frequenzgebiet oberhalb von 40 kHz kleine Änderungen der tatsächlich im Messraum vorliegenden Luftfeuchtigkeit vernachlässigbar.

Für die nachfolgende Simulationsrechnung wird die dargestellte Dämpfungsfunktion für eine relative Luftfeuchtigkeit von 50 % benutzt.

6.1.3 Aufteilung der Schallwelle

Bei hohen Schalldrücken muss die Überlagerung der Schallgeschwindigkeit c mit der Schallschnelle $v(z, t)$ berücksichtigt werden, da die Schwingung und die Ausbreitung der longitudinalen Schallwelle in der selben Richtung verlaufen [17]:

$$c(z, t) = c + \beta v(z, t) \quad \text{mit} \quad \beta = 1.2 \text{ (Luft)} . \quad (6.3)$$

Unter Benutzung von Gleichung 6.3 wird die Schallschnelle $v(z, t)$ einer ebenen und in $z = 0$ monofrequenten Schallwelle der Amplitude \hat{v} und der Frequenz ω bei verlustloser Schallausbreitung durch den folgenden Zusammenhang beschrieben:

$$v(z, t) = \hat{v} \sin \left[\omega \left(t - \frac{z}{c + \beta v(z, t)} \right) \right] \rightarrow v(z, \varphi) = \hat{v} \sin \left[\varphi - \frac{\omega z}{c + \beta v(z, \varphi)} \right] . \quad (6.4)$$

Diese Gleichung liefert eine Periode der Schallschnelle, wenn das Argument der Winkelfunktion $\varphi = \omega t$ ein Intervall der Breite 2π durchläuft. Für jeden Winkel φ kann die Schallschnelle

$v(z, \varphi)$ mit Gleichung 6.4 iterativ berechnet werden. Damit erhält man eine Periode des Signals der Schallschnelle in einem bestimmten Abstand z vor der Schallquelle in Abhängigkeit der Schnelle \dot{v} des Schallsenders.

Im Gegensatz dazu wird zur späteren Überlagerung von Dämpfungseffekten der Verlauf der Aufsteilung der Schallschnelle in verschiedenen Abständen zwischen dem Schallsender und dem Mikrofon-Messpunkt z_{Mik} benötigt, wobei die fortschreitende Aufsteilung von der Schallschnelle des vorangegangenen Abstandes abhängig ist. Der Laufweg der Schallwelle wird deshalb in $(M - 1)$ äquidistante Abschnitte unterteilt, so dass sie an den Orten $z_j \in [0 \dots z_{\text{Mik}}]$ mit $j \in [1 \dots M]$ jeweils eine virtuelle Ebene durchschreitet. Außerdem wird eine Periode der monofrequenten Schallschnelle an der Wandleroberfläche ($j = 1$) in einen Spaltenvektor $v_{i,1}$ und die korrespondierenden äquidistant gewählten Stützstellen des Phasenwinkels in den Spaltenvektor $\varphi_{i,1}$ ($i \in [1 \dots N]$) eingeordnet. Von einer Ebene zur Nachfolgenden muss sich der Phasenwinkel jeder Schnelleamplitude gemäß Gleichung 6.4 verändern:

$$\varphi_{i,j+1} = \varphi_{i,j} + \frac{\omega(z_{j+1} - z_j)}{c + \beta v_{i,j}} \quad \text{und} \quad v_{i,j+1} = v_{i,j} . \quad (6.5)$$

Für jede nachfolgende Ebene ist die neue Lage jeder Schnelleamplitude $v_{i,j}$ über dem Phasenwinkel $\varphi_{i,2} \dots \varphi_{i,M}$ gemäß Gleichung 6.5 bestimmbar. Bei der Berechnung der Stützstellen des Phasenwinkels der nachfolgenden Ebenen ändern sich auch die Abstände zwischen ihnen. Weiterhin müssen die Stützstellen eliminiert werden, wo sich die Schallschnelle über die Dreieckfunktion hinaus aufsteilt. Damit die Anzahl der Stützstellen des Phasenwinkels durch diese Maßnahme nicht absinkt, wird in jeder Ebene die Schnelleamplitude über N äquidistanten Stützstellen des Phasenwinkels interpoliert.

Die Ansätze aus den Gleichungen 6.4 und 6.5 liefern unabhängig von der Anzahl M der virtuellen Ebenen das gleiche Signal der Schallschnelle über dem Phasenwinkel im Mikrofon-Messpunkt z . Die Berechnung nach Gleichung 6.5 ermöglicht zusätzlich eine Manipulation der Schallschnelle in jeder virtuellen Ebene.

6.1.4 Aufsteilung der Schallwelle unter Berücksichtigung der Luftdämpfung und der geometrischen Aufweitung der Schallwelle

Da die Aufsteilung der Schallwelle von der lokalen Schallschnelle abhängt, muss sie mit der frequenzabhängigen Luftdämpfung sowie der geometrischen Aufweitung der Schallwelle überlagert werden. Dazu wird der Ausbreitungsweg der Schallwelle durch äquidistante virtuelle Ebenen unterteilt. Die Aufsteilung der als eben angenommenen Schallwelle berechnet sich nach Gleichung 6.5 von der aktuellen zur nachfolgenden Ebene beginnend am Schallsender.

Für diesen Laufweg wird anschließend das Absinken der Schallschnelle wegen der geometrischen Aufweitung der Schallwelle berücksichtigt. Der entsprechende Faktor folgt aus der genäherten Funktion der Schallschnelle auf der Hauptachse des Kolbenstrahlers, dargestellt in Bild 6.1 unten (o). Um diesen Faktor wird das Signal der Schallschnelle über dem Phasenwinkel der aktuellen Betrachtungsebene gestaucht.

Weiterhin ist die auf diesem Laufweg eintretende Luftdämpfung zu berücksichtigen, die nichtlinear mit der Frequenz ansteigt. Deshalb wird das Signal der Schallschnelle jeder Ebene in seine harmonischen Komponenten zerlegt, diese mit der korrespondierenden Luftdämpfung bewertet und das bedämpfte Signal rekonstruiert.

Im Simulationsprogramm wird diese Abfolge für alle virtuellen Ebenen vom Schallsender bis zum gewünschten Mikrofon-Messpunkt durchgeführt. Die ermittelte Schallschnelle im Mikrofon-Messpunkt in 1 m Entfernung auf der Wandlerhauptachse ist in Bild 6.3 über der Kolbenschnelle der Schallquelle und der Frequenz der Grundwelle dargestellt. Bei einer geringen Kolbenschnelle des Schallsenders steigt die Schallschnelle im Mikrofon-Messpunkt mit wachsender Frequenz. Dieses Verhalten erklärt sich durch die steigende Bündelung der Schallabstrahlung, die stärker mit der Frequenz zunimmt als die Luftdämpfung. Zwischen 0.4 m/s und 0.5 m/s zeigt sich erstmalig eine Umkehr dieser Tendenz bei 100 kHz, wo bei einem weiteren Ansteigen der Frequenz die Schallschnelle im Mikrofon-Messpunkt wieder absinkt. Dieser Abfall der Schallschnelle wird durch den steigenden Einfluss der Aufsteilung der Schallwelle mit wachsender Frequenz hervorgerufen. Bei größeren Kolbenschnellen existiert jeder Betrag der Schallschnelle im Mikrofon-Messpunkt für jeweils 2 unterschiedliche Frequenzen. Die Schallausbreitung bei der jeweils kleineren der beiden Frequenzen ist durch die Bündelung und die Luftdämpfung bestimmt, die der größeren von der Aufsteilung der Schallwelle.

Innerhalb dieses heuristischen Modells wurde der Abstand der virtuellen Ebenen mit 1 cm gewählt. Eine Verringerung des Abstandes um den Faktor 10 führt lediglich zu einer Veränderung der Schallschnelle im Mikrofon-Messpunkt um weniger als 1 %. Weiterhin wurde die Anzahl der betrachteten Oberwellen bei der Signalzerlegung und Rekonstruktion von 15 auf 30 verdoppelt. Die relative Abweichung der Schallschnelle im Mikrofon-Messpunkt durch diese Maßnahme ist ebenfalls kleiner als 1 %. Die Konvergenz des heuristischen Ansatzes bezüglich dieser beiden freien Parameter ist damit gesichert.

Außerdem wurde der heuristische Ansatz durch eine Reihe von Messungen an verschiedenen kapazitiven Resonanzwandlern validiert. In Bild 6.4 sind die Messwerte des Schalldrucks über den zugehörigen Messpunkten der Kolbenschnelle aufgetragen. Letztere wurde als komplexer Mittelwert von mindestens je 50 Lasermessungen der Maxima der lokalen Schnelle

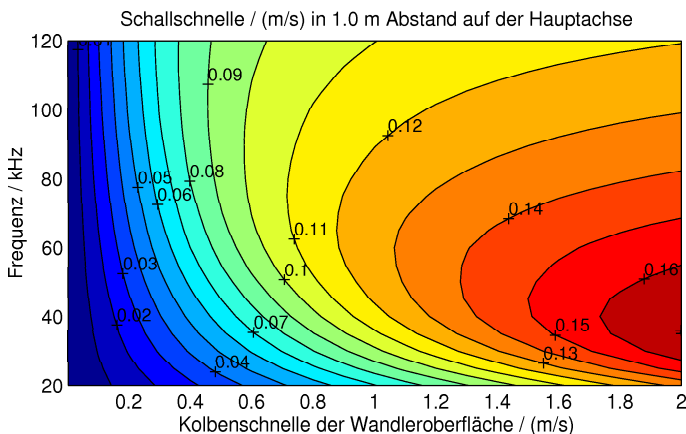


Bild 6.3: Schallschnelle in 1 m Abstand vor einem Kolbenstrahler auf dessen Hauptachse unter Einbeziehung der Aufsteilung und der Aufweitung der Schallwelle sowie der Luftdämpfung

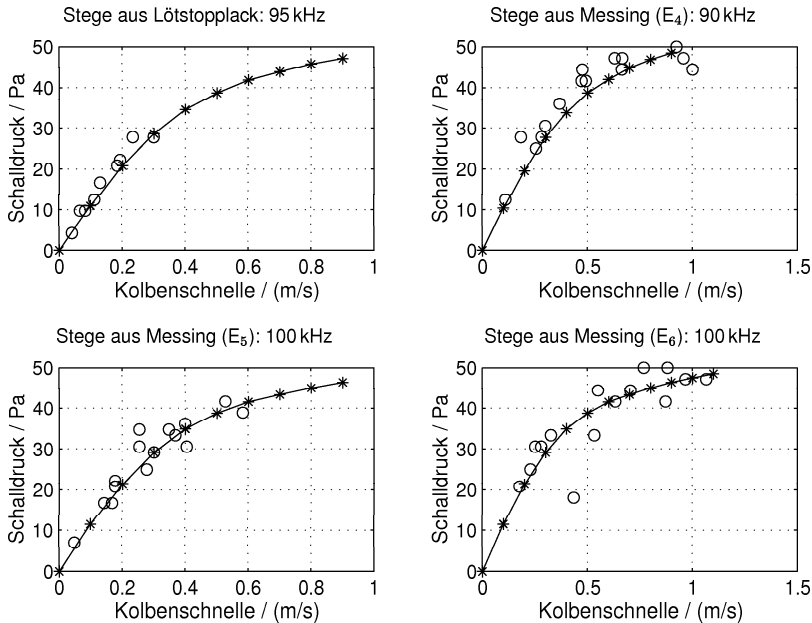


Bild 6.4: Amplitude des Schalldrucks in 1 m Abstand vor dem Wandler auf dessen Hauptachse als Funktion der Amplitude der Kolbenschnelle, Messwerte aus Laser- und korrespondierender Mikrofonmessung (\circ), heuristisches numerisches Verfahren ($*$), Bezeichnung der Elektroden vgl. Abschnitt 8

auf der Wandleroberfläche unter Berücksichtigung der Schwingungsform berechnet. Es zeigt sich in den dargestellten Diagrammen eine gute Übereinstimmung dieser Messpunkte mit den nach dem heuristischen Ansatz berechneten Graphen. Die untersuchten Frequenzen von 90 kHz bis 100 kHz entsprechen dabei den akustischen Resonanzen der kapazitiven Wandler. In Richtung höherer Kolbenschnellen sind die Messwerte durch die Leistungsgrenzen der untersuchten Wandler begrenzt. Außerdem wird die Gültigkeit des heuristischen Ansatzes auch für tiefere Frequenzen und verschiedene Mikrofonabstände bei der Gegenüberstellung des Schalldrucks und der Kolbenschnelle von piezoelektrischen Folienwandlern aus dem Abschnitt 9 bestätigt.

Der in Bild 6.3 dargestellte Zusammenhang zwischen der Schallschnelle in 1 m Entfernung vor dem Wandler auf dessen Hauptachse und der Kolbenschnelle auf der Wandleroberfläche dient zur Umrechnung der Schalldruckmessungen in die ursächliche Kolbenschnelle in den Abschnitten 8 und 9.

6.2 Erwarteter Frequenzgang des Schalldrucks

Die im Abschnitt 6.1 vorgestellten Einflussfaktoren auf den Zusammenhang zwischen der Kolbenschnelle der untersuchten Schallsender und dem Schalldruck im Mikrofon-Messpunkt be-

stimmen gemeinsam mit den mechanischen Eigenschaften der Schallsender den Frequenzgang des Schalldrucks. Der theoretisch erwartete Frequenzgang des Schalldrucks im Fernfeld auf der Wandlerhauptachse wird in diesem Abschnitt untersucht.

Die betrachteten kapazitiven und piezoelektrischen Folienwandler besitzen eine mechanische Resonanz. Wird die Folie mit einer frequenzunabhängigen harmonischen Kraft angeregt, so steigt die Kolbenschnelle unterhalb dieser Resonanz proportional mit der Frequenz, während sie oberhalb indirekt proportional zur Frequenz abfällt. In der Umgebung der Resonanz sind die Anstiege der Kolbenschnelle wegen der Güte der Schallsender steiler als gerade angegeben und im linken Teil von Bild 6.5 dargestellt.

Das mittlere Diagramm zeigt, wie durch die zunehmende Bündelung der Schallabstrahlung der Schalldruck bei konstanter Kolbenschnelle proportional zur Frequenz steigt.

Der Schalldruck einschließlich der mechanischen Resonanz und der Bündelung der Schallwelle steigt bei konstanter Kraft bis zur Resonanz mit dem Quadrat der Frequenz. Oberhalb der Resonanz bleibt er konstant. Diese verlustlose Schallausbreitung ist im rechten Teil von Bild 6.5 durch die strichpunktierte Kurve dargestellt.

Außerdem steigt die Luftdämpfung bei der Erhöhung der Frequenz. Beispielsweise beträgt bei einer Verdopplung der Frequenz von 60 kHz auf 120 kHz der Anstieg der Luftdämpfung 1.9 dB/m. Dadurch wird der Anstieg des Schalldrucks unterhalb der Resonanz etwas verringert, während er oberhalb der Resonanz leicht abfällt. Die gestrichelte Kurve im rechten Teilbild veranschaulicht den Schalldruck bei der Berücksichtigung der Luftdämpfung. Die punktierte Kurve im rechten Teil von Bild 6.5 zeigt den Schalldruck bei der zusätzlichen Einbeziehung der Aufsteilung der Schallwelle. Speziell bei hohen Kolbenschnellen und steigender Frequenz führt dieser Effekt zu einem Absinken des Schalldrucks.

Bei den Folienwandlern ist außerdem zu erwarten, dass die akustische Resonanz der Wandler geringfügig oberhalb der mechanischen Resonanz der einzelnen Streifenresonatoren liegt. Dort wirkt die schwingende Folie als Masse, so dass die durch Fertigungstoleranzen bedingten Phasenstreuungen auf der Wandleroberfläche nachlassen. Damit steigt der akustisch wirksame Volumenfluss, obwohl die mechanische Resonanzüberhöhung der Streifenresonatoren nicht gänzlich ausgenutzt wird. Die punktierte Kurve repräsentiert somit den erwarteten Frequenzgang des Schalldrucks der Ultraschall-Folienwandler.

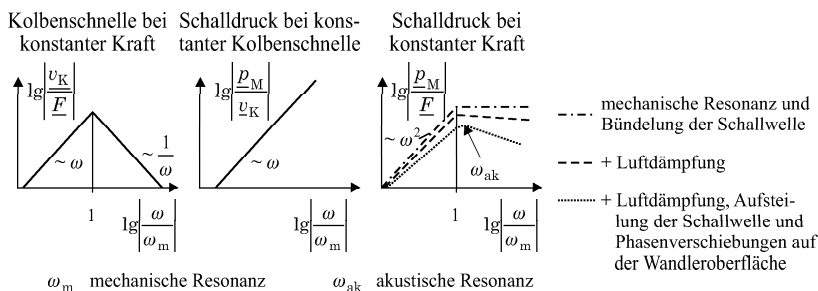


Bild 6.5: Einfluss der mechanischen Resonanz der Schallsender, der Luftdämpfung sowie der Bündelung und Aufsteilung der Schallwelle auf den Frequenzgang des Schalldrucks (Güte hier ≈ 0.7)

7 Aufbau des Messplatzes

Zur experimentellen Untersuchung von kapazitiven und piezoelektrischen Folienwandlern wurde ein Messplatz neu aufgebaut, der schematisch in Bild 7.1 dargestellt ist. Er dient zur Messung des Schalldruckes in einem beliebigen Abstand auf der Wandlerhauptachse und zur Bestimmung der lokalen Schnelle der Wandleroberfläche.

Die zu untersuchenden Folienwandler werden auf einem Kreutzisch montiert, so dass sie in zwei Richtungen in der Ebene des Arbeitsplatzes verschieblich angeordnet sind. Die Abstrahlung der Schallwelle erfolgt somit senkrecht nach oben in Richtung der Zimmerdecke des Messraumes.

Kapazitive Folienwandler erhalten einen elektrischen Anschluss, der sie mit dem Summensignal aus einer Gleich- und Wechselspannung versorgt. Im Gegensatz dazu benötigen piezoelektrische Folienwandler nur eine antreibende Wechselspannung. Darüber hinaus ist dort die Einstellung eines definierten statischen Differenzdruckes zwischen der Vorder- und Rückseite der PVDF-Folie notwendig. Der entsprechende Unterdruck wird mit einer Vakuumpumpe in einer Vakuumlucke eingestellt. Sie ist mit einem Vakuumschlauch mit der Gegenelektrode der PVDF-Folienwandler verbunden, so dass sich dieser Unterdruck auch zwischen der PVDF-Folie und der Gegenelektrode einstellt.

Ein Sinusgenerator liefert das elektrische Anregungssignal für beide Wandlertypen. Es passiert einen Vorverstärker, wo die Amplitude der Wechselspannung auf 50 V verstärkt wird. Anschließend steuert dieses Signal einen 16-kanaligen Leistungsverstärker an, der für die experimentelle Untersuchung von Ultraschallsendern neu aufgebaut wurde. Die Parallelschaltung der 16 erdfreien Kanäle des Leistungsverstärkers liefert eine Amplitude der Ausgangsspannung von 150 V an einer Reaktanz von $32\ \Omega$ bzw. 100 V an einer Resistanz von $5\ \Omega$. In Bild 7.2 ist

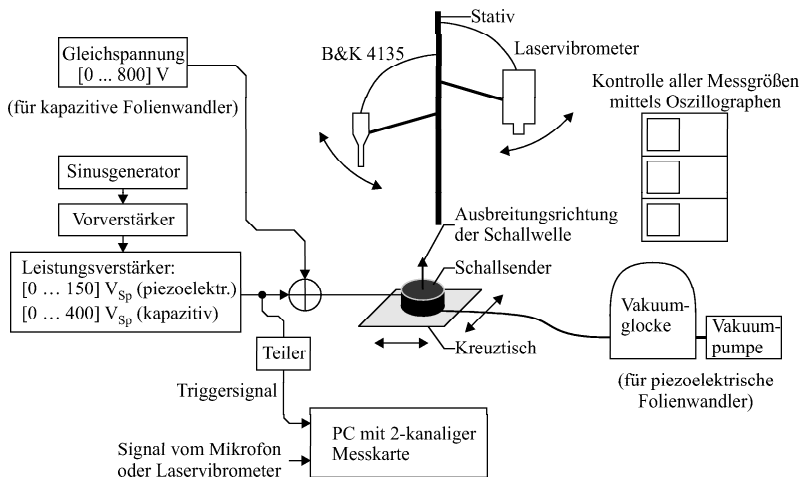


Bild 7.1: Aufbau des Messplatzes zur experimentellen Untersuchung von kapazitiven und piezoelektrischen Folienwandlern

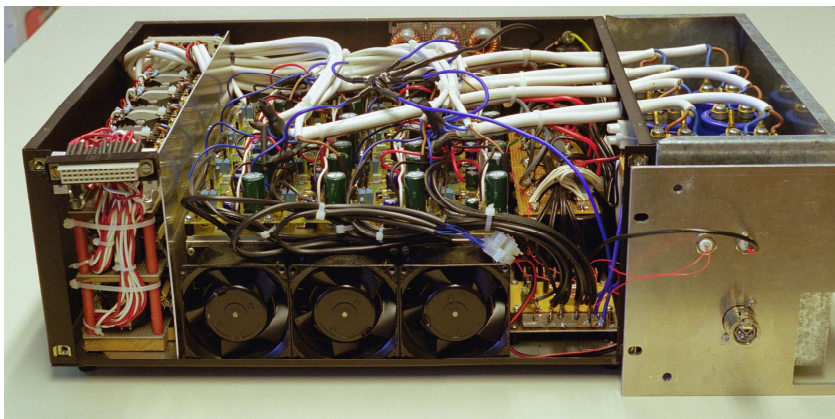


Bild 7.2: Aufbau des 16-kanaligen Leistungsverstärkers

ein Foto des Leistungsverstärkers dargestellt. Die 16 Endstufenmodule sind an einen Kühlkörper angekoppelt, dessen Wärme aktiv durch 3 Ventilatoren an die Umgebung abgeführt wird. Im rechten Teil befinden sich 8 Kondensatoren, die die Betriebsgleichspannung innerhalb des Verstärkers puffern. Im linken Teil des Bildes sind in 3 Ebenen 16 Übertrager angeordnet, die die Spannung der Verstärkerausgänge hochtransformieren und erdfrei zur Verfügung stellen.

Die benötigte Gleichspannung für die Untersuchung der kapazitiven Wandler wird aus der Gleichrichtung der Netzspannung gewonnen und hochohmig auf die Wechselspannung addiert.

Ein Teiler reduziert die Amplitude der Wechselspannung, so dass sie als Triggersignal für eine Messkarte der Firma „National Instruments“ vom Typ PCI-6111 angewendet werden kann. Der zweite Kanal der Messkarte ermöglicht die Aufzeichnung der Mikrofonspannung bzw. der lokalen Schnelle der Wandleroberfläche bei einer Messung mit einem Laservibrometer. Die gemessenen Daten können in Dateien strukturiert auf der Festplatte des PC's abgelegt werden. Außerdem ermöglicht das Programm „Labview“ neben dem Auslesen der Daten der Messkarte auch eine Vorverarbeitung der empfangenen Signale. So werden Phasenverschiebungen der lokalen Schnelle gegenüber dem Triggersignal gemeinsam mit der Amplitude der Schnelle in einer Datei gespeichert. Alle Messsignale werden außerdem mit Oszillographen überwacht.

Das 1/4-Zoll-Mikrofon B&K 4135 wird ohne Schutzkappe betrieben, wobei die Membran in Richtung der ankommenden Schallwelle zeigt. Für Messungen des Schalldrucks bis 100 kHz sind die Mikrofonspannungen mit dessen Frequenzgang aus Anhang D zu bewerten. Tieffrequente Komponenten des Schalls werden vor der Aufzeichnung der Messwerte aus dem Mikrofonsignal herausgefiltert.

Zur Messung der Schnelle auf der Wandleroberfläche dient ein Laservibrometer der Firma „Polytec“ (OFV 302 Sensor Head mit OFV 3000 Vibrometer Controller). Die Wandler werden mit Hilfe des Kreuztisches unter dem Laserstrahl positioniert und die Maxima der Schnelle auf Spuren orthogonal zu den Stegen punktwise abgetastet. Diese Orte der Messungen liegen in guter Näherung jeweils in der Mitte zwischen benachbarten Stegen.

8 Auswertung der Experimente mit kapazitiven Resonanzwandlern

Um die theoretischen Betrachtungen aus dem Abschnitt 4 zu validieren, wurden kapazitive Resonanzwandler mit isolierenden und leitenden rechteckförmigen Stegen auf der Gegenelektrode aufgebaut und messtechnisch untersucht. Je ein Vertreter der Gegenelektroden ist in Bild 8.1 dargestellt. Zur Auswertung der Experimente wird die Kolbenschnelle verschiedener Wandlerkonfigurationen als Funktion der Gleich- und Wechselspannung sowie der Frequenzgang des Schalldruckpegels in je einem Diagramm abgebildet. Die Messung des Schalldrucks erfolgt mit einem B&K-1/4-Zoll-Mikrofon in einem Meter Abstand vor den Wandlern auf deren Hauptachse. Das Datenblatt des verwendeten Mikrofons ist im Anhang D abgebildet. Zum Ausgleich des Mikrofon-Frequenzgangs wurden im hier betrachteten Frequenzintervall die gemessenen Mikrofonspannungen um 0.5 dB nach unten korrigiert.

Zur Bestimmung der Kolbenschnelle wurden alle Messungen des Schalldrucks für ausgewählte Gleich- und Wechselspannungen in der akustischen Resonanz der Wandler mit je drei neuen 7 μm dicken Kaptonfolien durchgeführt. Diese Kurzzeitmessungen des Schalldrucks erfolgten für Gleichspannungen von 100 V bis 800 V und Amplituden der Wechselspannung von 100 V bis 400 V, die in Schritten von je 100 V angehoben wurden. Bei jeder Stufe der schrittweise erhöhten Gleichspannung wurde die maximale Amplitude der Wechselspannung bis an die Gleichspannung herangeführt. Aus dem Mittelwert des Schalldrucks äquivalenter elektrischer Spannungen folgt die korrespondierende Kolbenschnelle mit dem im Abschnitt 6 vorgestellten heuristischen Ansatz. Er berücksichtigt die Aufsteilung der Schallwelle sowie deren geometrische Aufweitung und die Luftdämpfung. Die aus den Mikrofonmessungen berechneten Kolbenschnellen sind denen aus der Simulationsrechnung gegenübergestellt.

Zur Bestimmung des Frequenzgangs wurde der Schalldruck für die Wandlerkonfigurationen mit leitenden Stegen jeweils für [100; 200; 300; 600] V Gleichspannung sowie für eine Amplitude der Wechselspannung von [100; 200; 300] V bei den Frequenzen [70; 71; ...; 110] kHz

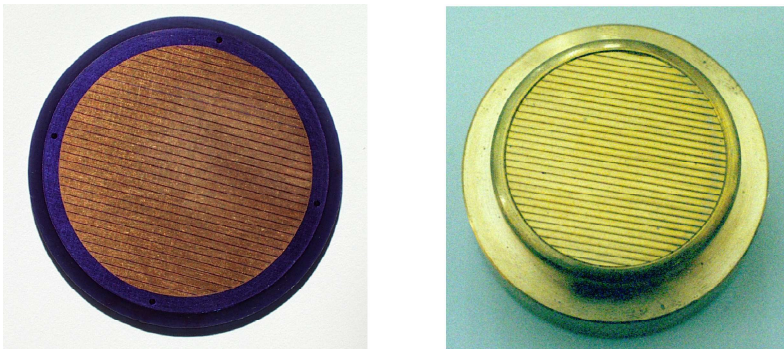


Bild 8.1: Foto je einer Gegenelektrode mit isolierenden und leitenden Stegen; **links:** isolierende Stege aus Ätzresist; **rechts:** leitende Stege aus Messing

aufgezeichnet. Wegen des großen zeitlichen Aufwandes wurde jeder Frequenzgang nur mit einer Membranfolie gemessen. Er repräsentiert damit lediglich das qualitative Verhalten des Schalldrucks über der Frequenz ohne statistische Absicherung.

8.1 Gegenelektroden mit isolierenden Stegen

Gegenelektroden mit isolierenden Stegen erlauben, die Membran mit ihrer Folielektrode auf die Gegenelektrode aufzulegen. Damit kann das theoretisch erwartete und das reale Übertragungsverhalten kapazitiver Resonanzwandler gegenübergestellt werden, ohne die Polarisation der Folie als parasitären Mechanismus zu beachten. Die Experimente mit den Gegenelektroden mit isolierenden Stegen dienen einerseits der Validierung des Netzwerkmodells aus Bild 4.4, mit dem im Abschnitt 4 die theoretischen Untersuchungen kapazitiver Resonanzwandler durchgeführt wurden. Wegen der Anwendung isolierender Stege kann der Einfluss der Metall-Folie-Kopplung auf das mechanisch-akustische Übertragungsverhalten vernachlässigt werden. Andererseits zeigen die Experimente, dass das Ansteigen der Kolbenschnelle bereits durch das lokale Erreichen der Durchschlagfeldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode gebremst wird.

8.1.1 Aufbau und Fertigung der Gegenelektroden

Gegenelektroden mit isolierenden Stegen, dargestellt in Bild 8.2, wurden photolithographisch angefertigt. Als Trägermaterial dient eine zweiseitig mit Kupfer beschichtete Leiterplatte, auf deren Oberseite kreisrunde Elektroden freigeätzt wurden. An deren Rändern liegen je vier symmetrisch angeordnete Durchkontaktierungen, die die Kupferschicht der Ober- und Unterseite der Leiterplatte verbinden. Nach dem Auftragen eines Kunststoffes auf der Oberseite der Leiterplatte wurde die so entstandene Isolierschicht über den kreisrunden Kupferelektroden strukturiert. Damit entsteht das gewünschte Streifenmuster mit einer Steghöhe von $[40; 75] \mu\text{m}$ bei der Verwendung von Ätzresist bzw. Lötstopplack als Isolierstoff. Weiterhin sorgt ein isolierender

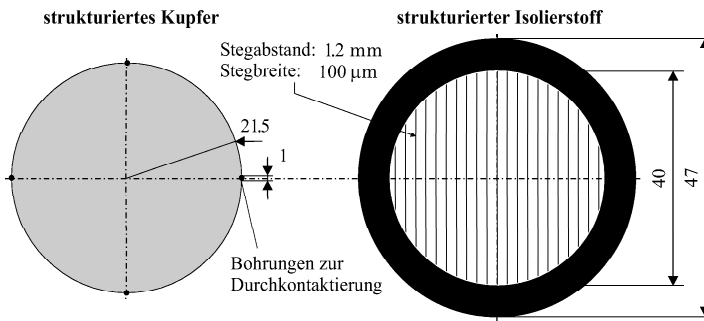


Bild 8.2: Aufbau einer Gegenelektrode mit isolierenden Stegen (Oberseite einer beidseitig kupferbeschichteten Leiterplatte): **links:** strukturiertes Kupfer mit Durchkontaktierungen; **rechts:** darauf aufzubringender und zu strukturierender Kunststoff (Ätzresist bzw. Lötstopplack)

Außenring für die Überdeckung der Kante der Kupferelektrode und der Durchkontaktierungen, damit die daraus resultierenden lokalen Maxima der elektrischen Feldstärke im Kunststoff und nicht im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode entstehen.

8.1.2 Untersuchungsergebnisse

Erwartete Kolbenschnelle Im Abschnitt 4.7.1 wurde die maximale Kolbenschnelle von kapazitiven Resonanzwandlern mit isolierenden Stegen berechnet und die Membran dazu mit einer homogenen harmonischen Kraft angeregt. Somit wird der größte Teil der Energie im Bereich der geringen mechanischen Impedanz der Membran in der Mitte zwischen den Stegen eingespeist.

Wenn die Gleichspannung und die Amplitude der Wechselspannung übereinstimmen, wird die maximale harmonische Kraft bei der begrenzten elektrischen Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode erzeugt. Bei der Berechnung der Kolbenschnelle wurde vorausgesetzt, dass die maximale elektrische Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen die Durchschlagfeldstärke der Luftschicht nicht überschreiten darf. Bild 4.17 zeigt, dass beim Einsatz von isolierenden Stegen mit einer relativen Dielektrizitätskonstante von [3; 4.5] eine maximale Kolbenschnelle um [0.6; 0.3] m/s bei einer Frequenz von 100 kHz und einer Steghöhe von 40 μm erzielt wird.

Isolierende Stege aus Ätzresist In Bild 8.3 ist die Kolbenschnelle eines kapazitiven Resonanzwandlers mit isolierenden Stegen aus Ätzresist als Funktion der Gleich- und Wechselspannung aufgetragen. Bei den zum linken Diagramm gehörigen Messungen zeigt die Folienelektrode zum Schallfeld, während sie beim rechten Diagramm zur Gegenelektrode gerichtet ist. Die

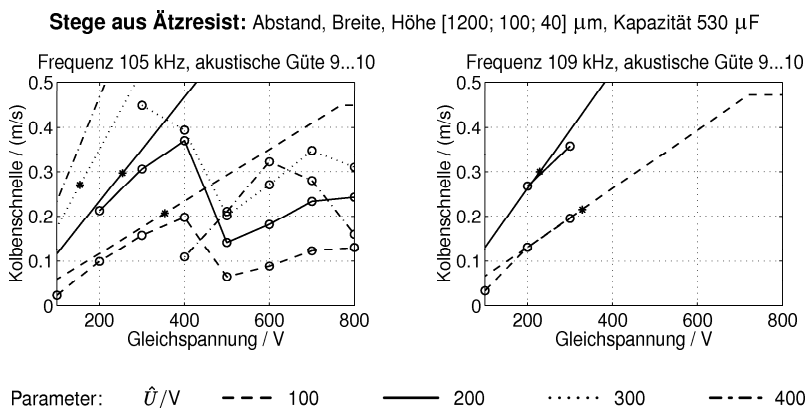


Bild 8.3: Kolbenschnelle aus Theorie (Geraden: $\star \leftrightarrow$ Maximum der elektrischen Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen erreicht die Durchschlagfeldstärke von 20 kV/mm) und Mikrofonmessung (\circ) als Funktion der Gleichspannung (Mittelung von 3 Kurzzeitmessungen pro Graph jeweils mit neuer Folie); **links:** Folienelektrode zeigt zum Schallfeld; **rechts:** Folienelektrode zur Gegenelektrode gerichtet

Theoriegeraden berücksichtigen die erste Komponente der homogenen harmonischen Kraft, die nach Gleichung 4.10 berechnet wird:

$$\frac{\hat{F}_{\text{hom}}(\omega)}{A} = \frac{\varepsilon_0 \bar{U} \hat{U}}{\left(h + \frac{d}{\varepsilon_r}\right)^2}.$$

Die resultierende Kolbenschnelle des Wandlers bei ausschließlicher Belastung mit dem Schallfeld folgt bei der Anwendung des mechanisch-akustischen Übertragungsfaktors nach Gleichung 4.13. Darin werden die Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode nach Gleichung 4.3 einbezogen, wonach sich die Kolbenschnelle aus der angelegten Gleich- und Wechselspannung berechnet:

$$v_K|_{Z_{a,v}>0} = \frac{v_K|_{Z_{a,v}=0}}{1 + \frac{Z_{a,v}}{Z_{a,SF}}} = \frac{\frac{H_{K,\text{hom}}}{A} \frac{F_{\text{hom}}}{A}}{1 + \frac{Z_{a,v}}{Z_{a,SF}}} \rightarrow \hat{v}_K = \underbrace{\frac{|H_{K,\text{hom}}|}{1 + \frac{Z_{a,v}}{Z_{a,SF}}}}_{Z_{a,SF} \text{ Gl. 4.1; } Z_{a,v} \text{ Gl. 4.2}} \frac{\varepsilon_0 \bar{U} \hat{U}}{\left(h + \frac{d}{\varepsilon_r}\right)^2}. \quad (8.1)$$

Die geringfügige Erhöhung des mechanisch-akustischen Übertragungsfaktors durch die lokalen Maxima der elektrischen Feldstärke nahe der Stegkanten und durch die harmonischen Kräfte zwischen den Stegobersseiten und der Folie wurden vernachlässigt. Das Verhältnis der Resistanz des eingeschlossenen Luftvolumens und der Impedanz des Schallfeldes beträgt 87 %.

Wenn innerhalb des eingeschlossenen Luftvolumens im homogenen Teil des elektrischen Feldes die Durchschlagfeldstärke erreicht wird, endet der Verlauf der Theoriegeraden nach Gleichung 8.1. Von dort an verlaufen sie mit steigender Gleichspannung waagrecht, da nach den theoretischen Überlegungen die Kolbenschnelle bei der Ausnutzung der Durchschlagfeldstärke nicht überschritten werden kann. Außerdem ist durch einen Stern * angedeutet, dass bei dieser Gleichspannung und der zur Theoriegerade gehörigen Wechselspannung die lokalen Maxima der Feldstärke an den Stegkanten die Durchschlagfeldstärke der Luftschicht erreichen.

Die messtechnisch ermittelte Kolbenschnelle ist bei 100 V Gleich- und Wechselspannung wesentlich geringer als die berechnete. Bei dieser Gleichspannung liegt die Folie nur schlecht an den Stegen an, so dass die Wandleroberfläche nicht gleichphasig schwingt. Ab 200 V Gleichspannung bleibt die messtechnisch ermittelte Kolbenschnelle im linken Diagramm von Bild 8.3 leicht hinter der berechneten zurück, was durch die zunehmende Polarisierung der Kaptonfolie mit wachsender Gleichspannung verursacht wird. Bei 300 V Gleich- und 200 V Wechselspannung überschreitet die maximale Feldstärke nahe der Stegkanten erstmalig geringfügig die Durchschlagfeldstärke der Luftschicht. Bei 300 V Gleich- und Wechselspannung ist sichtbar, dass bei einem weiteren Erhöhen der Gleichspannung die Kolbenschnelle sinkt, obwohl die Durchschlagfeldstärke im homogenen Teil des elektrischen Feldes noch nicht erreicht ist. Bei 400 V Gleich- und Wechselspannung ist im homogenen elektrischen Feld die Durchschlagfeldstärke von 20 kV/mm (vgl. Bild 4.11) erreicht, weshalb die Kolbenschnelle auf ein Minimum absinkt. Bei einer weiteren Zunahme der Gleichspannung bis auf 800 V erreicht die Kolbenschnelle wieder ungefähr zwei Drittel ihres globalen Maximums. Ein optimaler Betrieb dieser Wandler mit isolierenden Stegen ist daher nur möglich, so lange die maximale Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen unterhalb ihrer Durchschlagfeldstärke liegt.

Während der zum rechten Diagramm von Bild 8.3 gehörigen Messungen zeigt die Folienelektrode in Richtung der Gegenelektrode. Bei der lokalen Überschreitung der Durchschlagfeldstärke des eingeschlossenen Luftvolumens kommt es nun zum Überschlag zwischen den Elektroden, der bisher durch die isolierende Membranfolie verhindert wurde. Er ist an einem Stromstoß und dem kurzzeitigen Absinken der Gleichspannung erkennbar. Ab 200 V Gleichspannung erreicht die messtechnisch ermittelte Kolbenschnelle den theoretisch berechneten Wert. Bei 300 V Gleich- und 200 V Wechselspannung wird die Durchschlagfeldstärke nahe der Stegkanten erstmalig überschritten. Deutlich hörbare Überschläge und Funken zwischen der Gegenelektrode und der Folienelektrode erzwingen den Abbruch des Versuches. Die Folienelektrode ist nach dem Versuch an den Stegkanten abgebrannt, so dass die Stegkanten wie ein Abdruck auf der Folienelektrode sichtbar sind.

Beindet sich die Folie als Isolator zwischen beiden Elektroden, muss jeder lokale Durchschlag der Luftschicht an der Folie enden. Nimmt die Intensität dieser Durchschläge mit steigenden äußeren Spannungen zu, wirkt sich wahrscheinlich die Störung des elektrischen Feldes bis in die Mitte zwischen den Stegen aus. Damit könnte das Absinken der Kolbenschnelle erklärt werden, obwohl die Durchschlagfeldstärke im homogenen Teil des elektrischen Feldes noch nicht erreicht ist.

Isolierende Stege aus Lötstopplack Ein sehr ähnliches Verhalten zeigt ein kapazitiver Resonanzwandler mit isolierenden Stegen aus Lötstopplack. Wegen der größeren Steghöhe erfolgt der lokale und der globale Durchschlag des eingeschlossenen Luftvolumens bei höheren elektrischen Spannungen. Außerdem erreicht dieser Wandler lediglich eine Kolbenschnelle von 0,35 m/s, weil wegen der herstellungsbedingt größeren Steghöhe von 75 μm die Durchschlagfeldstärke der Luftschicht nur ungefähr 16 kV/mm beträgt. Die Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen werden durch das Verhältnis der Resistanz des eingeschlossenen Luftvolumens zur Impedanz des Schallfeldes von 31 % widergespiegelt. Damit korrespondiert das Absinken der Kolbenschnelle gegenüber dem Wandler mit Stegen aus Ätzresist mit den Überlegungen aus dem Abschnitt 4.7.1.

Schlussfolgerungen Nach der Festlegung der gewünschten Betriebsfrequenz von kapazitiven Resonanzwandlern mit isolierenden Stegen wird die maximale Kolbenschnelle mit der kleinstmöglichen Steghöhe erreicht, da das eingeschlossene Luftvolumen zwischen der Membran und der Gegenelektrode dort die maximale Durchschlagfeldstärke besitzt. Ihr Anstieg mit sinkender Steghöhe ist stärker als die Zunahme der Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen. Deshalb eignen sich diese Wandler zur Erzeugung von Ultraschall hoher Frequenzen, die die Verwendung sehr kleiner Steghöhen weniger Mikrometer zulassen.

Die maximale Kolbenschnelle von 0,45 m/s wurde im untersuchten Frequenzbereich um 100 kHz bei der Verwendung von isolierenden Stegen aus Ätzresist gemessen. Die eingespeiste Gleichspannung und die Amplitude der Wechselspannung betragen jeweils 300 V.

8.2 Gegenelektroden mit leitenden Stegen

Die Experimente mit Gegenelektroden mit leitenden Stegen dienen zur Optimierung der Metall-Folie-Kopplung, da durch theoretische Überlegungen lediglich die maximale Wirkung dieses Effektes abgeschätzt werden kann.

8.2.1 Aufbau und Fertigung der Gegenelektroden

Die in Bild 8.4 dargestellte Gegenelektrode besteht aus einem Messingstück, dessen kreisrunde Oberseite überfräst ist. Anschließend wurden die Nuten in die Oberfläche mit Hilfe eines Fingerfräasers eingearbeitet, ohne das Werkstück nach dem Überfräsen aus der Maschine auszuspannen. Eine Nut am Umfang der Gegenelektrode garantiert den statischen Druckausgleich zwischen allen nach dem Aufsetzen der Membran eingeschlossenen Luftvolumina. Sie sind durch zwei gegenüberliegende Kanäle am Umfang der Gegenelektrode mit der Umgebung des Wandlers verbunden. Der Außenring dient als Auflage für die gespannte Membranfolie, damit sich diese nicht in den Enden der Stege eindrückt und verklemmt.

8.2.2 Untersuchungsergebnisse

In den Bildern 8.5 und 8.6 sind die Messergebnisse von kapazitiven Resonanzwandlern mit leitenden Stegen aus Messing dargestellt. Jeweils im linken Teil der Bilder sind die messtechnisch ermittelten und die theoretisch berechneten Kolbenschnellen in der Resonanz der Wandler aufgetragen. Die messtechnisch ermittelte Kolbenschnelle folgt wie am Anfang dieses Abschnittes beschrieben aus dem Mittelwert des Schalldrucks von jeweils drei Messungen mit neuen Kaptonfolien. Die rechts daneben abgebildeten Frequenzgänge beruhen auf Einzelmessungen, weshalb lediglich ihr qualitativer Verlauf bewertet werden kann.

Aus den im Bild 8.4 angegebenen Intervallen wurden der Stegabstand, die -breite und -höhe der untersuchten Gegenelektroden ausgewählt. Der Ablauf der Messungen erfolgte in der am Anfang dieses Abschnittes beschriebenen Reihenfolge. Da hier leitend mit der Gegenelektrode verbundene Stege angewendet wurden, diente die Membranfolie gleichzeitig als Isolator zwischen der Folien- und der Gegenelektrode.

Die Theoriegeraden der Kolbenschnelle wurden mit Gleichung 8.1 berechnet, worin der zur Wandlerkonfiguration gehörige mechanisch-akustische Übertragungsfaktor bei inhomogenem elektrischen Feld einzusetzen ist. Seine Berechnung wurde im Abschnitt 4.6.3 erläutert. Die

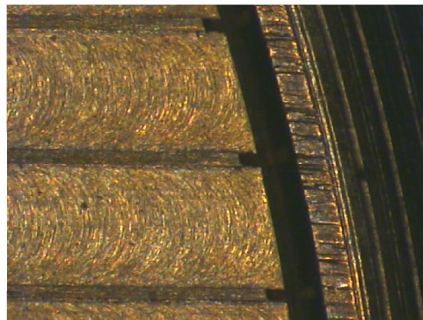
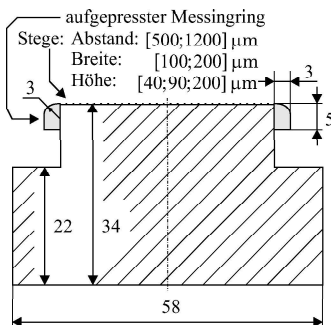
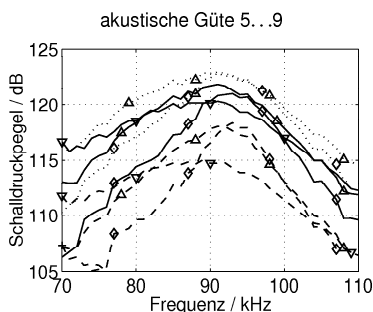
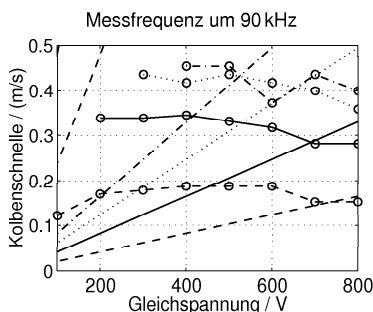
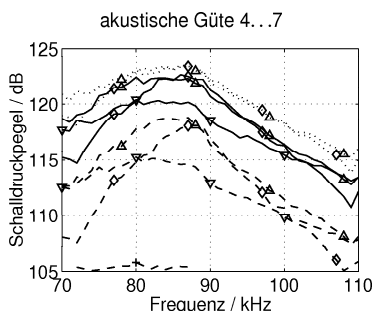
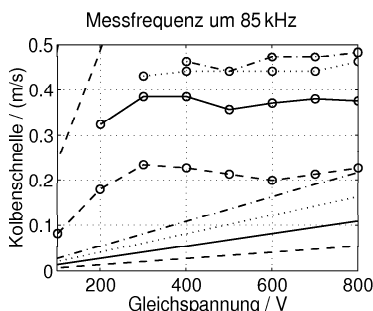
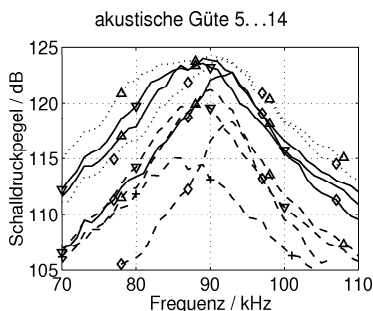
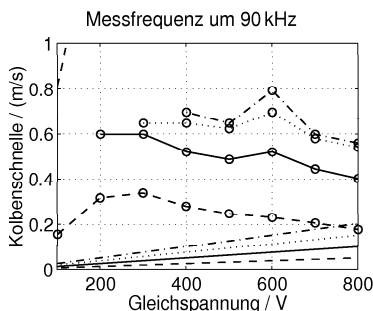


Bild 8.4: Aufbau einer Gegenelektrode aus Messing; **links:** schematische Darstellung des Querschnitts; **rechts:** vergrößerte Draufsicht dreier Stege am Rand des Wandlers, eine Phase am Umfang der Gegenelektrode verbindet die Nuten und ermöglicht den statischen Druckausgleich

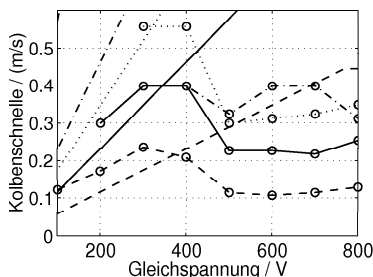
Stege aus Messing (E_1, E_2): Abstand, Breite, Höhe [1200; 100; 90] μm , Kapazität 880 μF **Stege aus Messing (E_3):** Abstand, Breite, Höhe [1200; 100; 200] μm , Kapazität 795 μF **Stege aus Messing (E_4):** Abstand, Breite, Höhe [1200; 200; 200] μm , Kapazität 995 μF 

Parameter: \bar{U}/V : + 100 ∇ 200 \triangle 300 \diamond 600
 \bar{U}/V : --- 100 — 200 300 - - - - 400

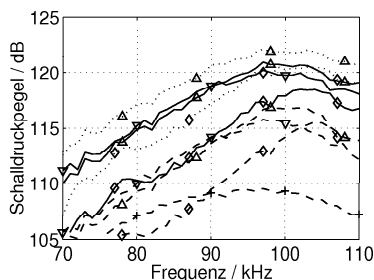
Bild 8.5: links: Kolbenschnelle aus Theorie (Geraden) und Mikrofonmessung (\circ) als Funktion der Gleichspannung (Mittelung von 3 Kurzzeitmessungen pro Graph jeweils mit neuer Folie); links oben: maximale theoretische Anstiege der Kolbenschnelle unter Einbeziehung der Metall-Folie-Kopplung (freischwingungsfähige Folienlänge über den Stegoberflächen entspricht der halben Stegbreite); **rechts:** Frequenzgang des Schalldruckpegels

Steg aus Messing (E_5): Abstand, Breite, Höhe [1200; 200; 40] μm , Kapazität 1.25 nF

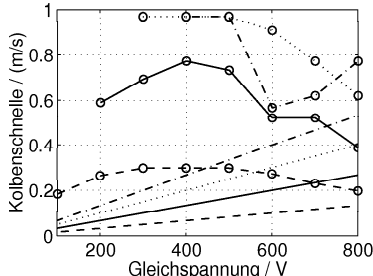
Messfrequenz um 100 kHz



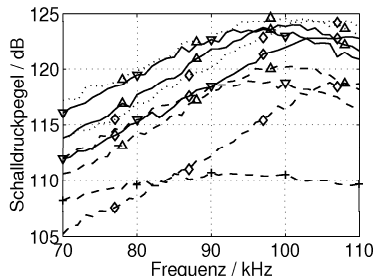
akustische Güte 4...13

**Steg aus Messing (E_6):** Abstand, Breite, Höhe [500; 100; 200] μm , Kapazität 1.15 nF

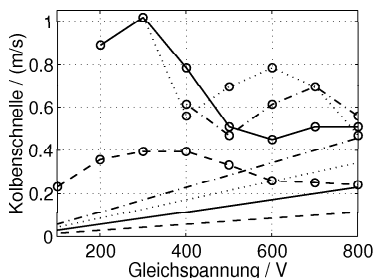
Messfrequenz um 100 kHz



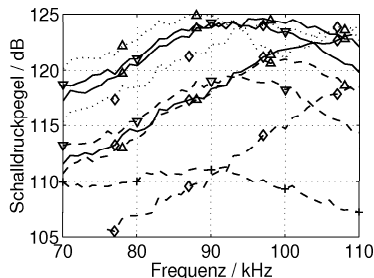
akustische Güte 3...5

**Steg aus Messing (E_7):** Abstand, Breite, Höhe [500; 200; 200] μm , Kapazität 1.30 nF

Messfrequenz um 100 kHz



akustische Güte 3...5



Parameter: \bar{U}/V : + 100 ∇ 200 \triangle 300 \diamond 600
 \hat{U}/V : --- 100 — 200 300 - - - - 400

Bild 8.6: links: Kolbenschnelle aus Theorie (Geraden) und Mikrofonmessung (\circ) als Funktion der Gleichspannung (Mittelung von 3 Kurzzeitmessungen pro Graph jeweils mit neuer Folie); links oben: maximale theoretische Anstiege der Kolbenschnelle unter Einbeziehung der Metall-Folie-Kopplung (freischwingungsfähige Folienlänge über den Stegoberflächen entspricht der halben Stegbreite); **rechts:** Frequenzgang des Schalldruckpegels

gesamte harmonische Kraft aus dem eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode ist damit in den Theoriegeraden bereits enthalten. Die Theoriegeraden aller Wandlerkonfigurationen mit leitenden Stegen liegen weit unterhalb der messtechnisch ermittelten Kolbenschnelle unabhängig von der Gleich- und Wechselspannung und der Wandlergeometrie. Die so berechneten Kolbenschnellen vernachlässigen offenbar den dominanten Effekt der Anregung der Membran. Die maximale Kolbenschnelle unter Berücksichtigung der Metall-Folie-Kopplung ist jeweils im linken oberen Teil der Diagramme durch die steilen Geraden angedeutet. Oft verlaufen sie mit solch großem Anstieg, dass sie in diesen auf die Messwerte skalierten Diagrammen nicht mehr zu sehen sind. Zu ihrer Berechnung wird von der maximalen frei schwingungsfähigen Länge der Membran über den Stegobereichen ausgegangen, die der halben Stegbreite entspricht. Da die Anstiege der so berechneten Graphen die messtechnisch ermittelten Kolbenschnellen übertreffen, ist die Metall-Folie-Kopplung unter diesen idealisierten Randbedingungen zur Einspeisung der gesamten Energie in die Membran in der Lage.

Die Gegenelektroden E_1 und E_2 haben beide einen Stegabstand von 1.2 mm, eine Stegbreite von 100 μm und eine Steghöhe von 90 μm . Die ermittelten Kolbenschnellen beider Wandler stimmen näherungsweise überein. Die Kolbenschnelle ist nahezu unabhängig von der Gleichspannung und verdoppelt sich erwartungsgemäß bei der Erhöhung der Wechselspannung von 100 V auf 200 V. Steigt die Wechselspannung weiter an, so vermindert sich der Anstieg der Kolbenschnelle. Die Kurven mit 300 V bzw. 400 V Wechselspannung sind kaum unterscheidbar.

Außerdem ist die Kolbenschnelle nahezu unabhängig von der Steghöhe. Die Gegenelektrode E_3 ist abgesehen von der mehr als verdoppelten Steghöhe baugleich mit den Gegenelektroden E_1 und E_2 . Wegen der geringen Verluste durch Wärmeleitung verläuft ihre Kolbenschnelle geringfügig oberhalb der von den Gegenelektroden E_1 und E_2 . Sie ist daher unabhängig von der elektrischen Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode, die durch die Steghöhe bestimmt wird. Die dominanten Kraftquellen befinden sich aus diesem Grunde in den frei schwingungsfähigen Bereichen der Membran über den Stegobereichen. Die Steghöhe wurde deshalb so gewählt, dass die Verluste durch Wärmeleitung vernachlässigbar klein sind. Bei 100 kHz sollte sie daher mindestens 200 μm betragen. Die zugehörigen Frequenzgänge zeigen, dass die Wandler mit zunehmender Gleichspannung schmalbandiger werden und ihre Resonanzfrequenz ansteigt. Durch den höheren Gleichanteil der Kraft wird die Folie näher an den Stegkanten festgebremst. Dazu muss sie sich nicht gänzlich auf neuen Auflagepunkten festdrücken. Es genügt, dass die Luftvolumina zwischen den Stegobereichen und der Membran kleiner werden, was die Bewegung der Membran hemmt. Dadurch steigt die Resonanzfrequenz der dominant membransteifen Wandler. Die Bandbreite verringert sich, da die freischwingenden Bereiche mit einem großen Abstand der Auflagepunkte vorrangig festgebremst werden, was die Einspeisung der Energie unterhalb der akustischen Resonanz behindert.

Die Gegenelektrode E_4 ist abgesehen von der verdoppelten Stegbreite mit Gegenelektrode E_3 baugleich. Sie ist damit bezüglich der Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen bereits optimiert. Aus der größeren Stegbreite folgen größere freischwingende Bereiche der Membran über den Stegen als bei der Gegenelektrode E_3 , womit die Wirkung der Metall-Folie-Kopplung ansteigt. Die Kolbenschnelle wächst dadurch bis auf 0.8 m/s. Außerdem zeigt der Frequenzgang, dass sich die freischwingenden Folienabschnitte über den Stegobereichen mit wachsender Gleichspannung wieder zu den Stegkanten verlagern, weshalb die Bandbreite sinkt.

Mit der Gegenelektrode E_5 wurde der Einfluss der Verluste durch Wärmeleitung im einge-

geschlossenen Luftvolumen überprüft. Aus der geringen Steghöhe von 40 μm resultiert wie bei den Wandlern mit isolierenden Stegen aus Ätzresist eine zusätzliche resistive Belastung, die 81 % der Impedanz des Schallfeldes entspricht. Deshalb erreicht die maximale Kolbenschnelle nur 0.55 m/s. Bis zu einer Gleichspannung von 400 V ist hier die Unterstützung der Metall-Folie-Kopplung durch das elektrische Feld im eingeschlossenen Luftvolumen erkennbar. Dieser zusätzliche Antrieb wird hier wegen der hohen Durchschlagfeldstärke der Luftschicht wirksam, die aus der geringen Steghöhe resultiert. Wegen der leitenden Stege wird das eingeschlossene Luftvolumen durch die stark ausgeprägten Maxima der elektrischen Feldstärke nahe der Stegkanten bereits bei geringeren äußeren Spannungen als bei isolierenden Stegen gestört. Der Frequenzgang zeigt das Ansteigen der Resonanzfrequenz mit der Gleichspannung. Da bei dieser geringen Steghöhe die Luftschicht eine große Steifigkeit besitzt, liegt die Resonanzfrequenz höher als bei den Gegenelektroden E_1 bis E_4 .

Bei den Gegenelektroden E_6 und E_7 wurde ein Verhältnis aus Stegbreite und -abstand von 1:5 bzw. 2:5 gewählt. Damit steigt die Länge der freischwingenden Bereiche der Membran über den Stegoberflächen gegenüber der Gegenelektrode E_4 weiter an. Die mechanische Spannung der Folie wurde durch die Verwendung eines leichteren Spannrings gesenkt, um trotz des Stegabstandes von nur 0.5 mm eine Resonanzfrequenz um 100 kHz zu erhalten. Die Kolbenschnelle steigt bei der Gegenelektrode E_7 bis auf 1 m/s. Ein weiteres Vergrößern der Stegbreite ist nicht sinnvoll, da die Kolbenschnelle bezogen auf die Gegenelektrode E_6 nur noch gering zunimmt. Bei einem steigenden Verhältnis aus Stegbreite und -abstand sinkt die Kolbenschnelle mit wachsender Gleichspannung früher ab. Die freischwingenden Bereiche der Folie über den Stegen legen sich dann großflächig fest auf den Stegoberflächen auf und tragen nur noch marginal zur Einspeisung der Energie bei.

Schlussfolgerungen Die Membran von Resonanzwandlern mit leitenden Stegen wird dominant durch die Metall-Folie-Kopplung zum Schwingen angeregt. Die gewählte Steghöhe von 200 μm im Frequenzbereich um 100 kHz führt dazu, dass die Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode vernachlässigbar sind.

Die Kolbenschnelle ist nahezu unabhängig von der Gleichspannung und von der Steghöhe. Bei dem Einsatz einer hohen Gleichspannung steigt die Resonanzfrequenz der Wandler, wobei ihre Bandbreite sinkt. Außerdem wächst die Kolbenschnelle proportional zur Wechselspannung bis zu einer Amplitude von ungefähr 200 V. Bei der weiteren Erhöhung der Wechselspannung sinkt der Anstieg der Kolbenschnelle, so dass ihre Amplitude nicht über 300 V gewählt werden sollte.

Die Kolbenschnelle steigt durch die Wirkung der Metall-Folie-Kopplung mit dem Verhältnis aus der Stegbreite und dem Stegabstand. Mit wachsender Größe dieses Verhältnisses sinkt der Anstieg der Kolbenschnelle ab, weshalb eine Erhöhung über 2:5 hinaus nicht sinnvoll erscheint. Außerdem steigt mit dem Verhältnis aus Stegbreite und Stegabstand die Wandlerkapazität. Als positiver Effekt vergrößert sich dadurch die Bandbreite.

Die maximale Kolbenschnelle von 1 m/s wurde mit der Gegenelektrode E_7 bei 100 kHz erzielt. Die benötigte Gleichspannung beträgt 300 V, die Amplitude der Wechselspannung 200 V.

9 Auswertung der Experimente mit PVDF-Resonanzwandlern

9.1 Aufbau der Wandler und Ablauf der Messungen

Um die theoretischen Betrachtungen aus dem Abschnitt 5 zu validieren, wurden piezoelektrische Resonanzwandler mit rechteckförmigen Stegen auf der Gegenelektrode aufgebaut und messtechnisch untersucht. Ein Querschnitt dieser Wandler ist in Bild 5.2 dargestellt. Der gewählte Stegabstand beträgt 1.0 mm bzw. 2.0 mm bei einer Stegbreite von 0.2 mm und einer Steghöhe von 0.5 mm. Die PVDF-Folie des Herstellers „Piezotech“ ist 25 μm dick und beidseitig mit Chrom-Aluminium-Elektroden metallisiert (vgl. Anhang B.2).

Die PVDF-Folie wird auf der Gegenelektrode mit ihrer Reck-Richtung orthogonal zu den Stegkanten aufgelegt. Der Aufbau der Gegenelektroden gleicht nahezu dem kapazitiver Resonanzwandler mit leitenden Stegen, dargestellt in Bild 8.1 rechts. Lediglich besitzen die eingeschlossenen Luftvolumina zwischen der PVDF-Folie und der Gegenelektrode hier keine Verbindung zur Umgebung des Wandlers. Über eine Bohrung in der mittleren Nut der Gegenelektrode kann ein Unterdruck zwischen der Folie und der Gegenelektrode erzeugt werden. Durch die Phase an ihrem Umfang stellt sich dieser Unterdruck in allen eingeschlossenen Luftvolumina ein. Er sollte mindestens 20 % des statischen Luftdrucks betragen, damit sich die Durchbiegungsfunktion der Folie möglichst homogen auf der gesamten Fläche des Wandlers einstellt. Für die experimentellen Untersuchungen wurden die Stufen des statischen Differenzdrucks von [20; 40; ...; 100] kPa zwischen der Vorder- und Rückseite der PVDF-Folie gewählt. Der Versuchsaufbau mit einer mechanisch vorgespannten und statisch druckbelasteten PVDF-Folie ist in Bild 9.1 dargestellt.

Die maximale Amplitude der Wechselspannung darf nicht zur thermischen Überlastung des Folienwerkstoffes führen (vgl. Abschnitt 5.2.4). Um die Linearität zwischen der Wechselspannung und der Kolbenschnelle zu überprüfen, wurden die Stufen [50; 100; 150] V für die Amplitude der Wechselspannung gewählt.

Zur Untersuchung der Gegenelektrode mit 1 mm Stegabstand wurden der PVDF-Folie zwei unterschiedliche mechanische Vorspannungen aufgeprägt. Im ersten Fall dient der Spannring lediglich zum Straffen der Folie, um sie anschließend faltenfrei auf dem Umfang der Gegen-

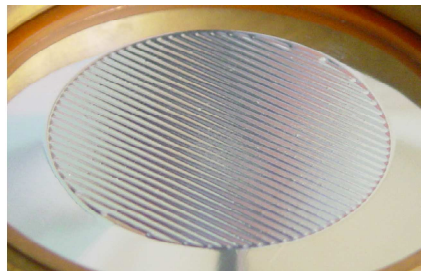
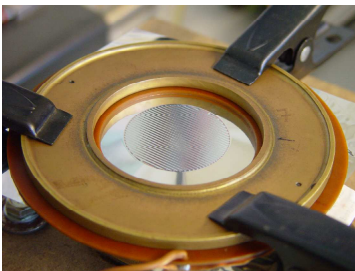


Bild 9.1: Foto eines PVDF-Folienwandlers; **links:** Draufsicht auf die PVDF-Folie im Spannring; **rechts:** Ausschnitt der PVDF-Folie über der Gegenelektrode

elektrode aufzukleben. Alternativ belastet der Spannring die Folie durch seine Masse, was zu einer höheren mechanischen Vorspannung führt. Die Gegenelektrode mit 2 mm Stegabstand läßt lediglich die Nutzung der ersten Variante zu, da sonst die mechanische Spannung bei der Belastung der Folie mit einem statischen Differenzdruck ihre Fließgrenze weit überschreitet. Bei allen drei Wandlerkonfigurationen erfolgt die Stromversorgung der PVDF-Folie über den Spannring, wodurch beide Folienelektroden auf einem Kreisring der Breite von 1 cm kontaktiert werden. Eine Stromeinspeisung an der Unterseite der Folie über die Stegkanten führt zum Abtrennen der Folienelektrode an den Kontaktstellen mit der Gegenelektrode.

Für die drei Wandlerkonfigurationen wurde die Kolbenschnelle in der akustischen Resonanz als Funktion des statischen Differenzdrucks und der Amplitude der Wechselspannung ermittelt. Außerdem erfolgte die Messung des Frequenzganges des Schalldruckpegels und der Durchbiegungsfunktion der PVDF-Folie. Die messtechnisch ermittelten und die korrespondierenden berechneten Funktionen sind in den Bildern 9.2, 9.3 und 9.4 dargestellt. Die theoretisch berechneten Durchbiegungsfunktionen und Kolbenschnellen sind Ergebnisse des Simulationsprogramms aus dem Abschnitt 5.2.1.

Der Schalldruck in der akustischen Resonanz wurde mit einem B&K-1/4-Zoll-Mikrofon auf der Wandlerhauptachse im Abstand von [0.2; 0.4; ...; 1.4] m vor der Wandleroberfläche ermittelt. Die Messwerte des Schalldrucks wurden um den Mikrofonfrequenzgang nach Anhang D korrigiert und nach dem heuristischen Ansatz der Schallausbreitung aus dem Abschnitt 6 in die ursächlichen Kolbenschnellen umgerechnet. Die ermittelten Kolbenschnellen aus den jeweils 7 Abständen des Mikrofons stimmen gut überein. In den Diagrammen ist ihr Mittelwert dargestellt.

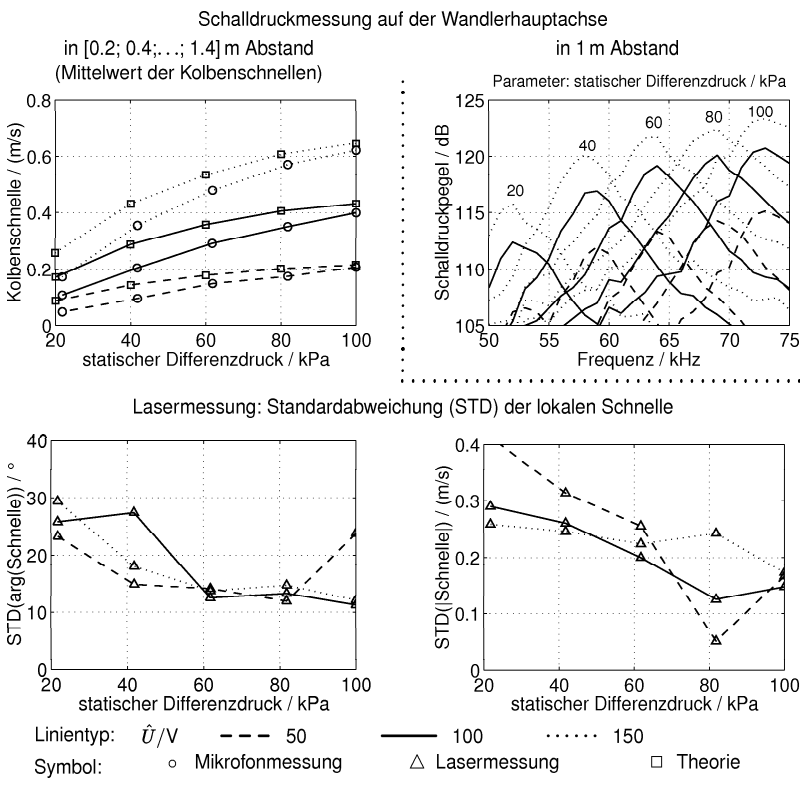
Außerdem wurden je 40 bis 60 Maxima der lokalen Schnelle auf der Wandleroberfläche mit Betrag und Phase mit einem Laservibrometer gemessen. Die Messpunkte liegen mit hoher Wahrscheinlichkeit in der Mitte zwischen den Stegen. Um aus diesen lokalen Maxima auf die Kolbenschnelle zu schließen, sind diese Werte komplex zu mitteln. Außerdem müssen sie auf das mit dem Simulationsprogramm ermittelte Verhältnis zwischen dem Spitzenwert der Schnelle und der Kolbenschnelle normiert werden, das für die hier vorgestellten Wandlerkonfigurationen ungefähr 2 beträgt. Die gute Übereinstimmung der Kolbenschnelle aus der optischen und den je 7 akustischen Messungen bei jedem statischen Differenzdruck und jeder Wechselspannung bestätigt die Gültigkeit des heuristischen Ansatzes der Schallausbreitung aus dem Abschnitt 6.

Der Frequenzgang des Schalldruckpegels wurde in 1 m Abstand vor dem Wandler auf dessen Hauptachse gemessen. Die aufgezeichneten Messwerte des Schalldruckpegels liegen für die Gegenelektroden mit den Stegabständen von 1 mm bzw. 2 mm in den Frequenzintervallen von [50 (55); 75] kHz bzw. [25; 50] kHz (Schrittweite je 1 kHz).

Die Durchbiegungsfunktionen der drei Wandlerkonfigurationen wurden optisch auf je drei Spuren auf der Wandleroberfläche orthogonal zu den Stegen gemessen. Je eine Messung verlief nahe dem rechten bzw. linken Rand und eine durch die Mitte des Wandlers. Die gemessenen Durchbiegungsfunktionen wurden für jeden statischen Differenzdruck über der Wandleroberfläche gemittelt, so dass nur je eine Periode dieser Funktion von der Mitte eines zur Mitte des benachbarten Steges dargestellt ist.

Jede Bestimmung der Kolbenschnelle, des Frequenzganges des Schalldruckpegels bzw. der Durchbiegungsfunktion erfolgte nur mit je einer PVDF-Folie, womit die verfügbaren Ressourcen des Folienwerkstoffes erschöpft waren.

PVDF-Folienwandler mit 1 mm Stegabstand und aufgeklebter Folie



Resonanzfrequenz und quasistatische Durchbiegungsfunktion

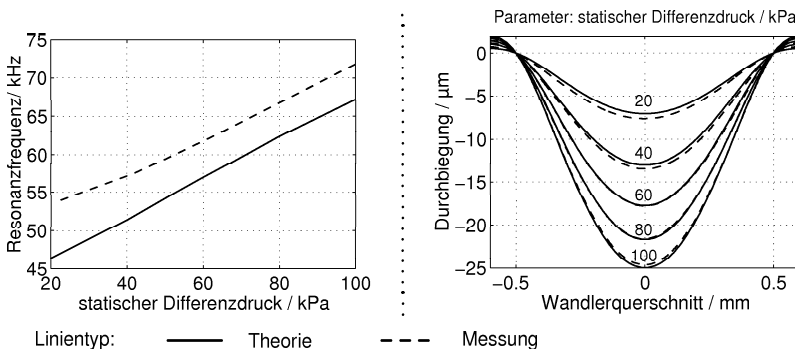
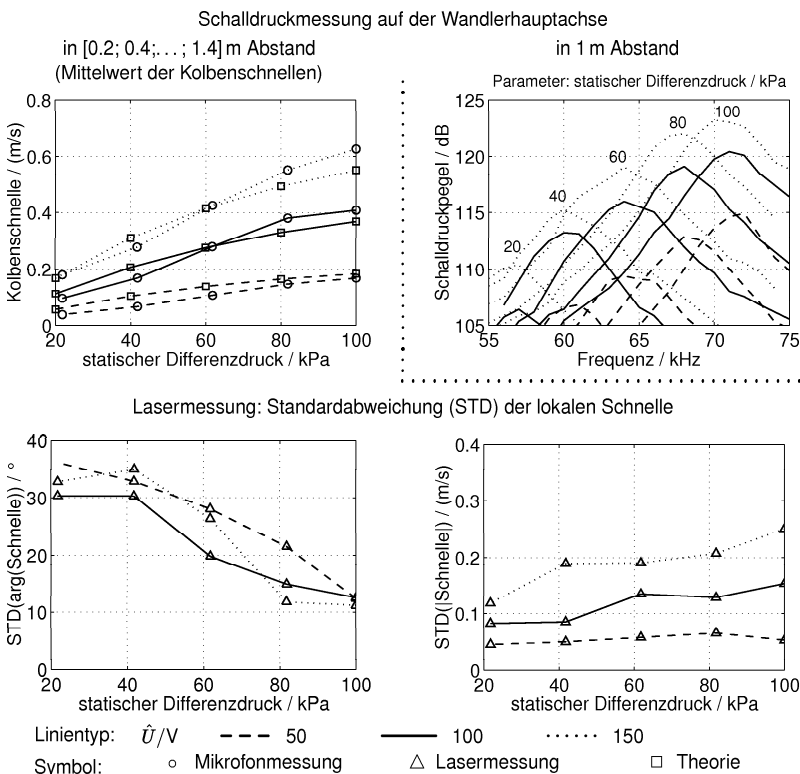


Bild 9.2: Messtechnisch ermittelte und berechnete Systemgrößen eines PVDF-Folienwandlers mit 1 mm Stegabstand, 0.2 mm Stegbreite und 0.5 mm Steghöhe (Folie auf der Gegenelektrode aufgeklebt)

PVDF-Folienwandler mit 1 mm Stegabstand und leichtem Spannring



Resonanzfrequenz und quasistatische Durchbiegungsfunktion

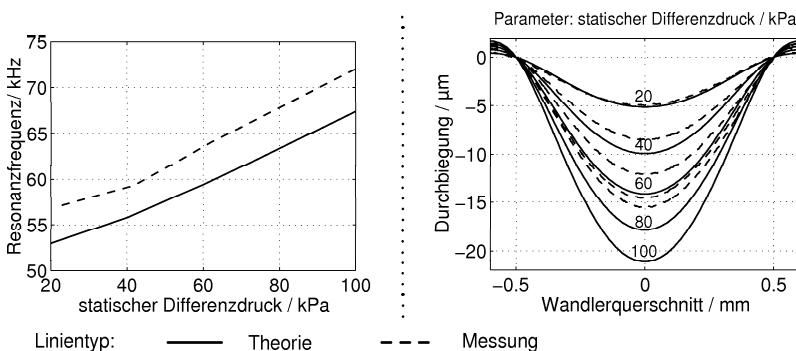
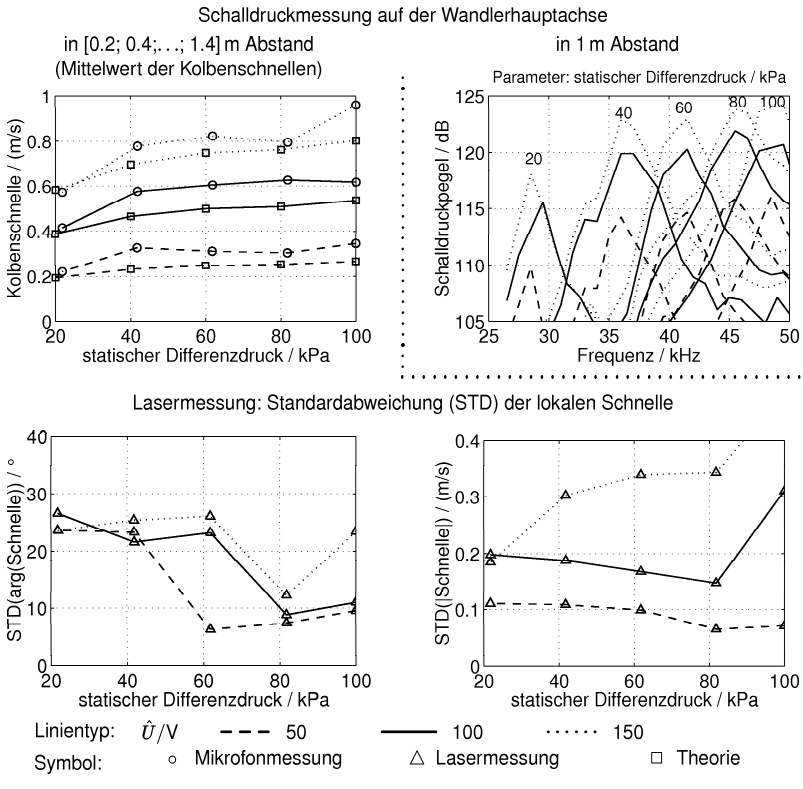


Bild 9.3: Messtechnisch ermittelte und berechnete Systemgrößen eines PVDF-Folienwandlers mit 1 mm Stegabstand, 0.2 mm Stegbreite und 0.5 mm Steghöhe (Folie mit einem leichtem Spannring vorgespannt)

PVDF-Folienwandler mit 2 mm Stegabstand und aufgeklebter Folie



Resonanzfrequenz und quasistatische Durchbiegungsfunktion

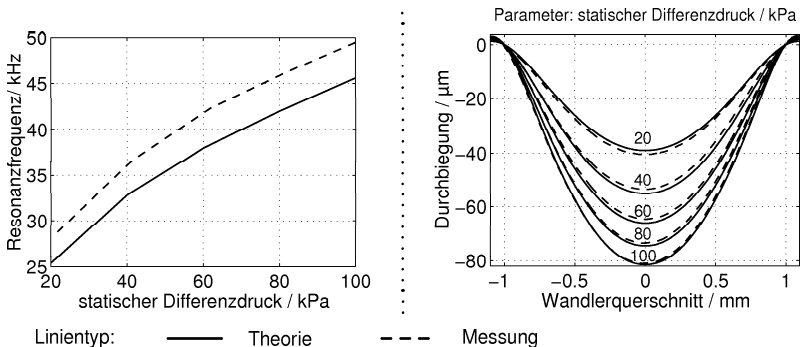


Bild 9.4: Messtechnisch ermittelte und berechnete Systemgrößen eines PVDF-Folienwandlers mit 2 mm Stegabstand, 0.2 mm Stegbreite und 0.5 mm Steghöhe (Folie auf der Gegenelektrode aufgeklebt)

9.2 Untersuchungsergebnisse

In Bild 9.2 sind die Messdaten der Wandlerkonfiguration mit dem Stegabstand von 1 mm dargestellt. Die Folie wurde mit einer geringen mechanischen Vorspannung geglättet und auf dem Rand der Gegenelektrode aufgeklebt.

Die aus den Schalldruckmessungen berechnete Kolbenschnelle bleibt für einen geringen statischen Differenzdruck hinter dem erwarteten Wert aus der Simulationsrechnung zurück. Dieses Verhalten ist in den großen Streuungen des Betrages und der Phase der lokalen Schnelle bei einem geringen statischen Differenzdruck begründet, das besonders stark bei dieser Wandlerkonfiguration ausgeprägt ist. Ein Grund dafür ist, dass sich die wellige Oberfläche der PVDF-Folie bei einer geringen mechanischen Vorspannung zwar glättet, aber sich keine homogene mechanische Spannung auf der Wandleroberfläche einstellt. Die lokalen Abweichungen der mechanischen Spannung wirken sich besonders stark bei dem geringen Stegabstand und kleinen statischen Differenzdrücken auf die sich einstellende Durchbiegungsfunktion und die lokale Resonanzfrequenz einzelner Bereiche des Wandlers aus. Daraus folgen große Phasenverschiebungen der Schnelle auf der Wandleroberfläche. Mit wachsendem statischen Differenzdruck sinken diese lokalen Abweichungen, weshalb die Kolbenschnelle wegen der sinkenden Phasenverschiebungen schneller steigt als ihr theoretisch berechneter Verlauf. Beim Erreichen des maximalen statischen Differenzdrucks stimmen die simulierte und gemessene Kolbenschnelle nahezu überein. Außerdem steigt die Kolbenschnelle proportional zur Wechselspannung.

Wegen der Aufsteilung der Schallwelle äußert sich in den Frequenzgängen lediglich die Verdopplung der Spannung von 50 V auf 100 V durch einen Anstieg des Schalldruckpegels um 6 dB. Bei der Verdreifachung der Spannung auf 150 V sind die Kolbenschnellen so groß, dass dann der Anstieg um 9,5 dB nicht erreicht wird. Die Resonanzfrequenz ist unabhängig von der Amplitude der Wechselspannung und steigt mit dem statischen Differenzdruck. Die Güte liegt unabhängig von der Wandlerkonfiguration näherungsweise bei Werten um 10.

Die simulierte Resonanzfrequenz bleibt wie auch bei den folgenden Wandlerkonfigurationen leicht hinter der messtechnisch ermittelten zurück. Ein kleiner Teil dieser Abweichung resultiert daraus, dass die akustische Resonanz des Wandlers mit Phasenstreuungen der lokalen Schnelle geringfügig höher als die berechnete Resonanz bei idealer Phasenlage ist. Die Ursache der verbleibenden Abweichungen könnte erklärt werden, wenn das Elastizitätsmodul in Resonanz einen etwas größeren Wert als im quasistatischen Betrieb besäße.

Die mechanische Vorspannung der Folie wurde innerhalb des Simulationsprogramms so angepasst, dass die Durchbiegungsfunktion bei dem geringsten statischen Differenzdruck mit der messtechnisch ermittelten übereinstimmt. Speziell bei den Wandlerkonfigurationen mit aufgeklebter PVDF-Folie ist die gute Übereinstimmung der gemessenen und der berechneten Durchbiegungsfunktionen auch bei der Erhöhung des statischen Differenzdrucks gewährleistet.

Bei den Messungen, deren Ergebnisse im Bild 9.3 dargestellt sind, wurde die PVDF-Folie mit dem leichten Spannring auf die Gegenelektrode mit 1 mm Stegabstand aufgelegt. Dadurch sinken die Abweichungen des Betrages der lokalen Schnelle bei einem geringen statischen Differenzdruck, da sich die mechanische Vorspannung der Folie relativ homogen auf der Wandleroberfläche einstellt. Der erwartete wie auch der gemessene Anstieg der Kolbenschnelle ist steiler als der der korrespondierenden Wandlerkonfiguration mit aufgeklebter Folie. Die berechneten und gemessenen Verläufe der Kolbenschnelle stimmen gut überein. Der Anstieg des

statischen Differenzdrucks bewirkt außerdem ein Absinken der Phasenverschiebungen der lokalen Schnelle. Die Resonanzfrequenz ist wie bereits beschrieben höher als erwartet, wobei die Anstiege der gemessenen und der berechneten Graphen gut übereinstimmen.

Die gemessene Durchbiegung der Folie bei der Erhöhung des statischen Differenzdrucks bleibt hinter der berechneten zurück. Dieses Verhalten erklärt sich aus der Simulationsrechnung, die lediglich die Komponente der mechanischen Spannung der Folie orthogonal zu den Stegen berücksichtigt. Durch die kreisrunde Gegenelektrode und die Wirkung des Spannrings entsteht aber eine mechanische Vorspannung der Folie, die gleichgroße Komponenten orthogonal zu den Stegen und in Richtung der Stege besitzt. Wegen der nicht berücksichtigten zweiten Komponente steigt die mit dem Simulationsprogramm berechnete Durchbiegung stärker als in der Realität.

Die Vergrößerung der mechanischen Spannung der Folie durch eine Erhöhung des statischen Differenzdrucks bewirkt abgesehen von vernachlässigbar kleinen Randbereichen des Wandlers ausschließlich eine Dehnung der Folie orthogonal zu den Stegen. Dadurch steigt nur die in der Simulationsrechnung berücksichtigte Komponente der mechanischen Spannung orthogonal zu den Stegen. Deshalb stimmen die gemessenen und die korrespondierenden berechneten Durchbiegungsfunktionen mit aufgeklebter PVDF-Folie und daher nahezu vernachlässigbarer mechanischer Vorspannung gut überein.

Außerdem gelangt die Folie durch das mechanische Vorspannen und den zusätzlich wirkenden statischen Differenzdruck in die Nähe ihrer Fließgrenze, so dass dieser Versuch nur zur qualitativen Überprüfung des Simulationsprogramms durchgeführt wurde.

In Bild 9.4 sind die Messwerte der Wandlerkonfiguration mit 2 mm Stegbreite dargestellt. Die PVDF-Folie wurde durch eine geringe mechanische Vorspannung geglättet und auf dem Rand der Gegenelektrode aufgeklebt. Die gemessene Kolbenschnelle ist hier etwas größer als die berechnete. Eine Ursache dafür ist, dass die relative Abweichung der gemessenen und der korrespondierenden simulierten Resonanzfrequenz hier größere Werte annimmt als bei der Verwendung des schmalen Stegabstandes. Nach der Anpassung der Resonanzfrequenz lägen die messtechnisch ermittelten Kolbenschnellen direkt auf ihren korrespondierenden Theoriewerten.

Die Streuungen des Betrages der lokalen Schnelle wachsen mit dem statischen Differenzdruck. Da die Streuungen der Phase klein sind, beeinflussen sie kaum die Kolbenschnelle.

Diese Wandlerkonfiguration liefert eine Kolbenschnelle von ungefähr 0,9 m/s bei einer Resonanzfrequenz von 49 kHz, was gleichzeitig das Maximum der Kolbenschnelle der hier messtechnisch untersuchten PVDF-Folienwandler darstellt. Leider steigt beim Erreichen des maximalen statischen Differenzdrucks die mechanische Spannung der Folie bereits auf ungefähr 18 MPa, weshalb eine plastische Verformung der Folie zu erwarten ist.

Die Durchbiegungsfunktionen aus der Simulationsrechnung und der Messung stimmen sehr gut überein.

Schlussfolgerungen Um zu reproduzierbaren Messergebnissen zu gelangen, muss eine plastische Verformung der PVDF-Folie bei der Einwirkung des statischen Differenzdrucks ausgeschlossen werden. Dieser Fall liegt bei den untersuchten Wandlerkonfigurationen lediglich bei der Verwendung des Stegabstandes von 1,0 mm bei aufgeklebter PVDF-Folie auf dem Außenring der Gegenelektrode vor. Die anderen Wandlerkonfigurationen überschreiten diese wichtige Randbedingung. Sie wurden ausschließlich deshalb untersucht und die Messergebnisse dar-

gestellt, um die Simulationsrechnung zu überprüfen. Die gemessenen Werte entsprechen trotz der genannten Unsicherheiten nahezu den korrespondierenden berechneten Wandlerparametern. Besonders zu betonen ist die Übereinstimmung der berechneten und gemessenen Kolbenschnellen, die den verwendeten quasistatischen Ansatz bei der Berechnung dieser Größe innerhalb des Simulationsprogramms aus dem Abschnitt 5.2.1 unterstützt.

Außerdem bestätigen die Messungen die Bedeutung eines großen statischen Differenzdrucks, bei dessen Anwendung die Streuungen der Phase auf der Wandleroberfläche auf ein Minimum absinken. Weiterhin sollte der maximale zur gewünschten Resonanzfrequenz gehörige Stegabstand angewendet werden, damit die Durchbiegung in der Mitte zwischen den Stegen die Foliendicke deutlich übersteigt. Erst dadurch wird die Resonanzfrequenz dominant von der Durchbiegungsfunktion bestimmt. Damit sinkt ihre Beeinflussung durch toleranzbehaftete Größen wie die Foliendicke, die lokale Abweichungen der Masse und der mechanischen Spannung der Folie verursacht.

Mit einer Gegenelektrode mit einem Stegabstand von 2 mm, einer Steghöhe von 0.5 mm und einer Stegbreite von 0.2 mm wurde die maximal messtechnisch ermittelte Kolbenschnelle von 0.9 m/s bei einer Resonanzfrequenz von 49 kHz und einer Güte um 10 erzielt, wobei die PVDF-Folie nicht mechanisch vorgespannt war. Die Kapazität aller Wandlerkonfigurationen unter Einbeziehung der Wandlerfläche mit dem Radius von 20 mm beträgt wegen der hohen Dielektrizitätskonstante der PVDF-Folie 4.9 nF.

Die optimale Wandlerkonfiguration mit der Foliendicke von 25 μm und einer Resonanzfrequenz von 50 kHz besäße nach den Ausführungen im Abschnitt 5.2 einen Stegabstand von 1.7 mm und würde somit die Fließgrenze der Folie unterschreiten. Sollten 60 kHz Resonanzfrequenz erzielt werden, so müsste nach Bild 5.12 ein Stegabstand von 1.4 mm gewählt werden. Für höhere Frequenzen ist das Wandlerprinzip wegen des weiter sinkenden Stegabstandes und der daraus resultierenden geringen Durchbiegung der Folie nur wenig geeignet.

10 Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit werden Ultraschallsender für Anwendungen in Luft zur Erzeugung eines maximalen Schalldrucks im Frequenzbereich von [40; 120] kHz optimiert. Um weiterhin auch eine hohe Schallleistung abstrahlen und eine möglichst große Bandbreite bereitzustellen, bedarf es großer Wandlerflächen mit geringer schwingender Masse. Folienwandler erfüllen beide Randbedingungen.

Die optimalen Parameter von kapazitiven Folienwandlern mit einer perforierten Gegenelektrode und von gewellten PVDF-Folienwandlern sind in der Fachliteratur beschrieben. Sie erzeugen eine maximale Kolbenschnelle im Bereich von [0.3; 1.3] m/s. Lediglich ansatzweise untersucht wurden kapazitive Resonanzwandler mit leitenden rechteckförmigen Stegen und statisch druckbelastete PVDF-Folienwandler bezüglich ihrer maximalen Kolbenschnelle und der begrenzenden physikalischen Größen. Beide Wandlerverfahren konkurrieren im betrachteten Frequenzbereich mit den bereits genannten und werden deshalb hinsichtlich ihrer Leistungsgrenzen detailliert untersucht. Zu ihrer Simulation eignen sich die neuen Netzwerkmodelle der Streifenmembran und der gespannten Streifenplatte aufgrund der physikalischen Anschaulichkeit und der geringen Rechenzeit der Netzwerkanalyse.

Wegen der hohen erzielten Schalldrücke ist neben der geometrischen Aufweitung und der Luftdämpfung auch die Aufsteilung der Schallwelle auf ihrem Ausbreitungsweg zu beachten. Gemessene Schalldrücke werden deshalb mit einem heuristischen Ansatz, der diese drei Effekte berücksichtigt, in die ursächlichen Kolbenschnellen umgerechnet. Die Kolbenschnelle ermöglicht die Gegenüberstellung der Simulationsergebnisse und der Messwerte und wird deshalb zur Beschreibung der Leistungsgrenze der Ultraschallsender benutzt.

Resonante piezokeramische Ultraschallsender liefern zum Teil deutlich höhere Kolbenschnellen als Folienwandler. Zur Belegung großer Wandlerflächen bedarf es aber immer vieler solcher Schallsender, die mit erheblichem Montageaufwand bei ihrer geringen Bandbreite aufeinander abzustimmen sind, weshalb sie nicht näher behandelt werden.

Die untersuchten kapazitiven Resonanzwandler bestehen aus einer oberseitig metallisierten und mechanisch gespannten Kapton-Folie, die auf einer ebenen Gegenelektrode aufliegt. Auf der Oberseite der Gegenelektrode befinden sich parallele und äquidistante Stege mit einem rechteckförmigen Querschnitt. Sie bestehen aus einem Isolierstoff oder sind leitfähig mit der Gegenelektrode verbunden.

Im Resonanzbetrieb sind diese Wandler ausschließlich durch das Schallfeld und durch Verluste durch Wärmeleitung im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode belastet. Diese Verluste besitzen ein Maximum, dessen Betrag mit steigender Frequenz absinkt und seine Lage zu kleineren Dicken der eingeschlossenen Luftschicht verschiebt. Im untersuchten Frequenzbereich um 100 kHz entsprechen diese Verluste ungefähr der dreifachen Belastung durch das Schallfeld, so dass ein effektiver Betrieb der Wandler nur außerhalb des Verlustmaximums möglich ist.

Die Leistungsgrenzen kapazitiver Resonanzwandler werden theoretisch mit dem Netzwerkmodell der Streifenmembran ermittelt, das dazu um die akustischen Eigenschaften der Wandler zu erweitern ist. Darin sind neben den genannten resistiven Anteilen die Masse und die Steifigkeit der gespannten Membran wie auch die Steifigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens zwischen Membran und Gegenelektrode berücksichtigt. Ein beliebiges inhomogenes Kraftfeld

entlang des Querschnittes der Membran kann durch Kraftquellen in die Systempunkte des Netzwerkmodells eingespeist werden. Aus dem Netzwerkmodell folgt für jede gewählte Frequenz eine minimale Steghöhe der Wandler, bei der das eingeschlossene Luftvolumen die Resonanzfrequenz determiniert. Sie liegt im untersuchten Frequenzbereich grundsätzlich oberhalb oder im Maximum der Verluste durch Wärmeleitung. Ein verlustarmer Wandler besitzt daher eine Steghöhe oberhalb des Verlustmaximums.

Die Kraft des elektrischen Feldes regt die Membran zum Schwingen an. Dessen Energiedichte ist beschränkt, wenn die elektrische Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode die Durchschlagfeldstärke erreicht hat. Letztere steigt mit einer kleiner werdenden Dicke der Luftschicht. Bei der begrenzten Feldstärke im Luftspalt entsteht das Maximum der harmonischen Kraft, wenn die Amplitude der Wechselspannung und die Gleichspannung übereinstimmen.

Aus dem Netzwerkmodell folgt die lokale mechanische Admittanz der Membran, die mit ihrer Schwingungsform korreliert. Die Einspeisung von Energie in die Membran ist demnach in der Mitte zwischen den Stegen besonders effektiv.

Außerdem wird der Einfluss verschiedener stark inhomogener Kraftfelder auf das mechanisch-akustische Übertragungsverhalten untersucht. Sie resultieren aus dem inhomogenen elektrischen Feld, das von Gegenelektroden mit leitenden Stegen verursacht wird. Wegen der Konzentration der Feldstärke nahe der Stegkanten tragen sie nur bei kleinen Betriebsspannungen zur Erhöhung der Kolbenschnelle bei. Bei hohen Spannungen wird in diesen Bereichen die Durchschlagfeldstärke der Luft weit überschritten, so dass das gesamte eingeschlossene Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode nur noch einen geringen Anteil an der Bereitstellung der Energie besitzt.

Der dominante Teil der Energie wird in den schwingungsfähigen Bereichen der Membran über den Stegoberflächen eingespeist, weshalb die Metall-Folie-Kopplung unabhängig von der Steghöhe ist. Deshalb können bei Wandlern mit leitenden Stegen die Verluste durch Wärmeleitung durch die Wahl einer großen Steghöhe um $[200; 100] \mu\text{m}$ bei $[100; 200] \text{kHz}$ minimiert werden. Durch die zufällige lokale Abweichung des Abstandes der Auflagepunkte der Membran auf den Stegen entstehen Phasenverschiebungen zwischen verschiedenen Bereichen der Wandleroberfläche. Sie begrenzen die Kolbenschnelle dieser Wandler auf Werte um 1 m/s . Als positiver Effekt vergrößert sich deren Bandbreite.

Um die Energie in dem Bereich geringer mechanischer Impedanz in die Membran einzuspeisen, wird ein möglichst homogenes elektrisches Feld im eingeschlossenen Luftvolumen zwischen Membran und Gegenelektrode benötigt. Es entsteht näherungsweise beim Einsatz isolierender Stege, wobei wegen deren Permittivität nahe der Stegkanten Maxima der Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen verbleiben. Deshalb kann die Feldstärke in solchen Wandlern nur erhöht werden, bis dort die Durchschlagfeldstärke erreicht ist. Mit wachsender Frequenz kann eine geringere Steghöhe benutzt werden, womit die Durchschlagfeldstärke des eingeschlossenen Luftvolumens steigt und die lokalen Feldstärkemaxima absinken. Der bevorzugte Frequenzbereich für die Anwendung von Wandlern mit Isolierstegen liegt daher oberhalb von 200 kHz . Bei 100 kHz liefern sie lediglich eine Kolbenschnelle von ungefähr 0.4 m/s .

Experimentelle Untersuchungen bestätigen diese Aussagen. Außerdem dienen sie zur Optimierung der Metall-Folie-Kopplung. Die maximale Kolbenschnelle von 1 m/s wird mit einer Gegenelektrode aus Messing mit 0.5 mm Stegabstand und je 0.2 mm Stegbreite und -höhe bei einer Frequenz von 100 kHz mit einer Güte im Bereich $[3; 5]$ erzielt. Die benötigte Gleich-

spannung beträgt 300 V, die Amplitude der Wechselspannung 200 V. Dieser Wandler mit einem Radius von 20 mm besitzt eine Kapazität von 1.3 nF.

Eine stark vereinfachte Betrachtung idealisierter halbzylinderförmig gewölbter PVDF-Folienwandler liefert eine Kolbenschnelle von 7 m/s, die auf das hohe Potential dieses Folienwerkstoffes zur Erzeugung von Ultraschall schließen lässt. Deshalb wird ein praktisch realisierbarer Wandleraufbau detailliert untersucht, bei dem die Form der PVDF-Folie durch einen statischen Unterdruck stabilisiert ist. Solch ein statisch druckbelasteter Folienwandler besteht aus einer optional vorgespannten und beidseitig metallisierten PVDF-Folie, die auf einer ebenen Gegenelektrode aufliegt. Auf deren Oberseite befinden sich parallele und äquidistante Stege mit einem rechteckförmigen Querschnitt. Die PVDF-Folie wird durch einen Unterdruck leicht in die Rillen der Gegenelektrode hineingesaugt. Der uniaxiale Piezoeffekt regt die PVDF-Folie zu Dehnschwingungen an. Wegen der statischen Durchbiegungsfunktion wird diese Schwingungsbewegung in die Richtung des Schallfeldes transformiert.

Der optimierte PVDF-Folienwandler soll einen maximalen Schalldruck erzeugen, weshalb er in seiner Resonanz betrieben wird. Um die optimalen freien Parameter des Wandlers zu bestimmen, werden die Kolbenschnelle, die Resonanzfrequenz und andere charakteristische Größen einer Vielzahl von Wandlerkonfigurationen mit einem Simulationsprogramm berechnet. Wegen der großen untersuchten Bereiche der mechanischen Vorspannung der Folie, der Foliendicke und des Stegabstandes muss die mechanische Spannung und die Biegesteifigkeit der Folie in der Modellbildung berücksichtigt werden. Das C++-Simulationsprogramm greift zur Berechnung der Schnelle entlang des Folienquerschnittes auf das Netzwerkanalyseprogramm SPICE zurück. Zur Anregung des uniaxialen Piezoeffektes wird von einer Amplitude der elektrischen Feldstärke von 20 kV/mm ausgegangen. Sie liegt dicht unterhalb der Durchschlagfeldstärke des Folienwerkstoffes und kann deshalb nicht überschritten werden.

Die quasistatische Durchbiegungsfunktion der Folie wird mit dem Netzwerkmodell der gespannten Streifenplatte berechnet, worin die mechanische Spannung iterativ an die Durchbiegungsfunktion anzupassen ist. Bereits ohne mechanische Vorspannung wird die Kriech- bzw. Fließgrenze der PVDF-Folie speziell beim Einsatz einer geringen Foliendicke schon bei kleinen Stegabständen erreicht. Da sie nicht überschritten werden darf, sind bei geringen Foliendicken nur kleine Stegabstände bei der gleichzeitigen Anwendung eines geringen statischen Differenzdrucks realisierbar. Deshalb sind solche Arbeitspunkte sehr toleranzempfindlich. Bei dicken Folien begrenzt der maximale statische Differenzdruck den maximalen Stegabstand, um eine gewünschte Resonanzfrequenz zu erreichen.

Die Resonanzfrequenz hängt neben der mechanischen Spannung und der Biegesteifigkeit auch von der Durchbiegungsfunktion der Folie ab. Sie wird mit dem heuristischen Netzwerkansatz der gespannten und statisch druckbelasteten Streifenplatte berechnet, der die Formversteifung der Folie berücksichtigt. Besonders bei einem großen Verhältnis aus der Durchbiegung und der Foliendicke bestimmt sie dominant die Resonanzfrequenz. Dieses Verhalten ist speziell bei dünnen Folien ohne mechanische Vorspannung und großen Stegabständen zu beobachten.

Die Schwingungsform und die quasistatische Durchbiegungsfunktion stimmen näherungsweise überein. Deshalb wird das durch den uniaxialen Piezoeffekt verschobene Luftvolumen mit der quasistatischen Durchbiegungsfunktion berechnet und die Kraft des Piezoeffektes wie eine Änderung der mechanischen Vorspannung der Folie berücksichtigt. Daraus folgt eine verkürzte und eine verlängerte Durchbiegungsfunktion, zwischen denen das quasistatisch verscho-

bene Luftvolumen eingeschlossen ist. Im Resonanzbetrieb vergrößert es sich um die Güte und führt nach der Multiplikation mit der Resonanz-Kreisfrequenz und der Normierung auf die Wandlerfläche auf die Kolbenschnelle des Wandlers.

Das Maximum der Kolbenschnelle wird bei jeder gewählten Resonanzfrequenz in der Umgebung benachbarter Foliendicken und den zugehörigen maximalen Stegabständen erreicht. Dort entspricht der statische Differenzdruck dem barometrischen Luftdruck. Aus diesem Bereich der maximalen Kolbenschnelle sollte die Wandlerkonfiguration mit der minimalen Foliendicke ausgewählt werden, die gleichzeitig die größtmögliche Bandbreite bei der geringsten eingespeisten elektrischen Blindleistung erzielt. Außerdem sorgt der maximale statische Differenzdruck für die größtmögliche Durchbiegung der Folie, womit die geringste Toleranzempfindlichkeit der Resonanzfrequenz erreicht wird. Die mechanische Spannung in der Folie ist nahe ihrer Fließgrenze. Die maximale Kolbenschnelle bei einer vorgegebenen Resonanzfrequenz wird immer von Folienwandlern ohne mechanische Vorspannung erreicht, weshalb man auf eine mechanische Vorspannung prinzipiell verzichten sollte. Die Wandlerkonfigurationen würden beim Einsatz der Grenzfeldstärke von 20 kV/mm eine maximale Kolbenschnelle um 2.5 m/s bei einer Güte um 9 im Frequenzbereich zwischen 40 kHz und 80 kHz erreichen.

Das Schwingen durch die gestreckte Lage der Folie wird durch die Begrenzung der elektrischen Feldstärke verhindert. Nur dicke Folien ohne mechanische Vorspannung sind dazu in der Lage.

Die Güte der Folienwandler ist dominant von den mechanischen und den dielektrischen Verlusten in der PVDF-Folie bestimmt, wogegen die Belastung durch das Schallfeld in erster Näherung vernachlässigt werden kann. Die immense Blindleistung führt wegen des hohen Verlustfaktors der PVDF-Folie um 0.1 bei der Benutzung der Grenzfeldstärke auf eine mittlere thermische Verlustleistung von 20 kW/m² in der Folie. Deshalb muss die Gegenelektrode im Dauerbetrieb durch Kühlung auf einer konstanten Temperatur gehalten werden, da die maßgebende Ableitung der thermischen Verlustleistung über die Folienelektroden an die Gegenelektrode erfolgt. Außerdem ist auf einen guten Wärmeübergang zwischen den Stegen und der PVDF-Folie zu achten, was hinreichend große und glatte Kontaktflächen an abgerundeten Stegkanten voraussetzt. Bei der Verwendung großer Stegabstände ist die Dicke der Folienelektroden so weit zu erhöhen, dass sie zum Wärmetransport bei der begrenzten maximalen Temperaturdifferenz über der PVDF-Folie in der Lage sind. Die Dicke der Folienelektroden wächst dabei mit dem Quadrat des Stegabstandes. Der maximale Stegabstand ist somit neben der mechanischen Spannung der PVDF-Folie auch durch die Wärmeabführung der Folienelektroden begrenzt. Beträgt hingegen die elektrische Feldstärke nur ein Drittel der Grenzfeldstärke, so kann die thermische Verlustleistung der PVDF-Folie in die Luft abgestrahlt werden.

Ein günstiges Verhältnis der Kolbenschnelle zur Blindleistung erhält man nur durch die Benutzung einer möglichst geringen Betriebsfrequenz.

Durch experimentelle Untersuchungen werden die simulierten Durchbiegungsfunktionen, Resonanzfrequenzen und Kolbenschnellen bestätigt. Mit einer Gegenelektrode mit einem Stegabstand von 2 mm, einer Steghöhe von 0.5 mm und einer Stegbreite von 0.2 mm und einer Amplitude der Wechselspannung von 150 V wird die maximale messtechnisch ermittelte Kolbenschnelle von 0.9 m/s bei einer Resonanzfrequenz von 49 kHz und einer Güte um 10 erzielt, wobei die PVDF-Folie nicht mechanisch vorgespannt ist. Die Kapazität des Wandlers unter der Berücksichtigung seines Radius von 20 mm beträgt 4.9 nF. Die reduzierte elektrische Feldstärke ist durch die Leistungsgrenze des Verstärkers bedingt. Außerdem könnte sie nur beim Einsatz

dickerer Folienelektroden zur Wärmeabführung erhöht werden. Neben dem Absinken der Toleranzempfindlichkeit bei steigendem statischen Differenzdruck sinken auch die Phasenverschiebungen auf der Wandleroberfläche, wodurch eine effektive Schallabstrahlung ermöglicht wird. Wegen dem immer kleiner werdenden Stegabstand und der resultierenden sinkenden Durchbiegung der Folie ist dieses Wandlerverfahren für Resonanzfrequenzen oberhalb von 60 kHz wenig geeignet.

In Tafel 10.1 sind die messtechnisch ermittelten Leistungsgrenzen von kapazitiven Resonanzwandlern mit rechteckförmigen Stegen auf der Gegenelektrode (Abschnitt 8) und von kapazitiven Wandlern mit perforierter Gegenelektrode [16] bzw. von statisch druckbelasteten PVDF-Folienwandlern (Abschnitt 9) und gewellten PVDF-Folienwandlern [63] zusammengestellt. Bei einer Frequenz um 100 kHz besitzt der kapazitive Resonanzwandler mit rechteckförmigen Stegen die maximale Kolbenschnelle von 1 m/s. Der konkurrierende Wandler mit perforierter Gegenelektrode erreicht nur ein Viertel der Kolbenschnelle, allerdings mit der doppelten Bandbreite und zwei Drittel der Kapazität. Wegen der höheren Kapazität und Wechselspannung benötigt der Resonanzwandler mit rechteckförmigen Stegen die vierfache Blindleistung bezogen auf den Wandler mit perforierter Gegenelektrode. Prinzipiell könnte der gewellte PVDF-Folienwandler für eine Betriebsfrequenz von 100 kHz ausgelegt werden. Wegen der hohen Kapazität würde er dort die doppelte Blindleistung wie der kapazitive Resonanzwandler mit rechteckförmigen Stegen verbrauchen. Da bei PVDF-Folienwandlern wegen der dielektrischen und mechanischen Verluste ungefähr 10 % der Blindleistung als thermische Verluste über die Folienelektroden abgeführt werden müssen, ist in diesem Frequenzbereich der kapazitive Resonanzwandler mit rechteckförmigen Stegen den PVDF-Folienwandlern überlegen.

Bei einer Betriebsfrequenz von 50 kHz besitzen kapazitive Resonanzwandler einen größeren Stegabstand als bei 100 kHz, was die Einspeisung der Energie und damit die Kolbenschnelle absenkt. Sie erreichen dann eine ähnliche Kolbenschnelle und Kapazität wie die kapazitiven Wandler mit perforierter Gegenelektrode, benötigen allerdings eine höhere Wechselspannung. Die PVDF-Folienwandler übertreffen in diesem Frequenzbereich die Kolbenschnelle der kapazitiven Wandler um den Faktor 2. Wenn der Nutzer die maximale Kolbenschnelle benötigt, so würde er sich für gewellte PVDF-Folienwandler wegen des einfachen Aufbaus entscheiden und so eine Kolbenschnelle um 1 m/s mit einer Güte von 10 erreichen. Bei der hier angegebenen Wechselspannung kann die thermische Verlustleistung der PVDF-Folie näherungsweise an die

Tafel 10.1: Leistungsgrenzen kapazitiver Resonanzwandler mit rechteckförmigen Stegen auf der Gegenelektrode (Abschnitt 8) und kapazitiver Wandler mit perforierter Gegenelektrode [16] bzw. statisch druckbelasteter PVDF-Folienwandler (Abschnitt 9) und gewellter PVDF-Folienwandler [63]

Größe	KAPAZITIVE FOLIENWANDLER		PVDF-FOLIENWANDLER	
	Stege	perforiert	druckbelastet	gewellt
f/kHz	100	50 (100)	49	40
$[\bar{U}/\text{V}], \hat{U}/\text{V}$	300, 200	200, 120	150	150
$\hat{v}_K/(\text{m/s})$	1.0	0.5 (0.26)	0.9	0.7...1.3
$C/A/(\mu\text{F}/\text{m}^2)$	1.0	0.65	3.89	3.89
Q	3...5	1...2	10	10
$\Im\{UI\}/A/(\text{kVA}/\text{m}^2)$	12.6	1.5 (2.9)	13.5	11.0

Luft abgestrahlt werden. Soll die Grenzfeldstärke von 20 kV/mm benutzt werden, so setzt die Wärmeableitung einen hinreichend geringen Abstand der beidseitigen Einspannungen der Folie voraus. Bezüglich der Wärmeableitung ist der statisch druckbelastete PVDF-Folienwandler mit seinem geringen Abstand der Auflagezonen der Folie auf der Gegenelektrode dem gewellten PVDF-Folienwandler überlegen und kommt daher mit wesentlich dünneren Folienelektroden aus. Die große Unsicherheit der Kolbenschnelle des gewellten PVDF-Folienwandlers erschwert den Vergleich beider Verfahren. Sie erscheinen gleichwertig und besitzen beide das Problem der hohen Verluste im Folienwerkstoff.

Wird im Frequenzgebiet um 50 kHz eine höhere Bandbreite benötigt, so sind die kapazitiven Wandler mit perforierter Gegenelektrode zu bevorzugen, die eine Größenordnung weniger Blindleistung als die PVDF-Folienwandler benötigen und trotzdem eine Kolbenschnelle von 0.5 m/s erzielen.

Bei fortführenden Untersuchungen könnte die Kolbenschnelle kapazitiver Resonanzwandler durch eine weitere Optimierung der Metall-Folie-Kopplung erhöht werden. Durch den Einsatz mikromechanischer Technologien besteht die Möglichkeit, regelmäßige und determinierte Kontaktzonen zwischen den Stegoberflächen und der Membran zu schaffen. Damit könnte die Kolbenschnelle bei wachsender Güte des Wandlers gesteigert werden. Die Modellierung solcher Strukturen ist ebenfalls durch das vorgestellte Netzwerkmodell der Streifenmembran möglich, wenn die Strömungsdämpfung in den entstehenden schmalen Kanälen zwischen den Stegoberflächen und der Membran darin einbezogen wird. Die hauptsächliche Schwierigkeit besteht in den tiefen Ätzungen zum Herausarbeiten der Nuten in der Gegenelektrode, wobei auf den verbleibenden Stegoberseiten filigrane Strukturen im Bereich weniger Mikrometer entstehen müssen.

A Nebenrechnungen

A.1 Akustische Masse und Nachgiebigkeit einer Streifenmembran

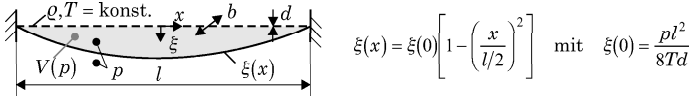


Bild A.1: Quasistatische Durchbiegungsfunktion einer Streifenmembran bei Druckbelastung [40]

In Bild A.1 ist die quasistatische Durchbiegungsfunktion einer Streifenmembran bei der Belastung mit einem Differenzdruck p dargestellt [40]. Da sie sich von ihrer Schwingungsform nur geringfügig unterscheidet, werden die konzentrierten Parameter der akustischen Nachgiebigkeit und der akustischen Masse mit Hilfe der quasistatischen Durchbiegungsfunktion abgeleitet. In beiden Fällen dient die folgende Gleichung zur Berechnung des verschobenen Luftvolumens V in Abhängigkeit der Durchbiegung in der Mitte der Streifenmembran:

$$V = b \int_{-l/2}^{l/2} \xi(x) dx = b \xi(0) \underbrace{\int_{-l/2}^{l/2} \frac{\xi(x)}{\xi(0)} dx}_{=2l/3} = \frac{2}{3} A \xi(0) \quad \text{mit} \quad A = bl.$$

Die akustische Nachgiebigkeit beschreibt den akustischen Volumenfluss aufgrund einer harmonischen Druckänderung. Näherungsweise wird sie aus dem Luftvolumen berechnet, das durch den quasistatischen Differenzdruck zwischen der Vorder- und Rückseite der Streifenmembran verschoben wird:

$$N_{a,M} = \frac{q}{j\omega p} \approx \left. \frac{dV}{dp} \right|_{\omega \rightarrow 0}, \quad \text{da} \quad q = \frac{dV}{dt} = \frac{dV}{dp} \frac{dp}{dt} \quad \text{und} \quad \left. \frac{q}{dp/dt} \right|_{\omega} \approx \left. \frac{dV}{dp} \right|_{\omega \rightarrow 0}.$$

Mit diesem Ansatz folgt für die akustische Nachgiebigkeit:

$$N_{a,M} \approx \left. \frac{dV}{dp} \right|_{\omega \rightarrow 0} = \frac{Al^2}{12Td}.$$

Die akustische Masse setzt die gleiche kinetische Energie wie die Streifenmembran um:

$$W_{\text{kin}} = \frac{1}{2} M_{a,M} \dot{q}^2 = \frac{1}{2} \int_m \dot{v}^2 dm \quad \text{mit} \quad dm = \rho b dx.$$

Die kinetische Energie der Streifenmembran wird mit der Näherung der Schwingungsform durch die quasistatische Durchbiegungsfunktion berechnet:

$$W_{\text{kin}} = \frac{1}{2} \rho b d \dot{v}^2(0) \int_{-l/2}^{l/2} \underbrace{\left(\frac{\hat{v}(x)}{\hat{v}(0)} \right)^2}_{\approx (\xi(x)/\xi(0))^2} dx \approx \frac{4}{15} \rho b d l \dot{v}^2(0).$$

Der Schallfluss wird durch die Geschwindigkeit in der Mitte der Streifenmembran ersetzt

$$\hat{q} = b \int_{-l/2}^{l/2} \hat{v}(x) dx = b \hat{v}(0) \int_{-l/2}^{l/2} \underbrace{\frac{\hat{v}(x)}{\hat{v}(0)}}_{\approx \xi(x)/\xi(0)} dx \approx \frac{2}{3} b l \hat{v}(0)$$

und die akustische Masse in Abhängigkeit der Geometrie der Streifenmembran beschrieben:

$$M_{a,M} = \frac{2}{\hat{q}^2} W_{\text{kin}} \approx 2 \underbrace{\left(\frac{3}{2bl\hat{v}(0)} \right)^2}_{1/\hat{q}^2} \underbrace{\frac{4}{15} \rho b d l \hat{v}^2(0)}_{W_{\text{kin}}} = \frac{6}{5} \frac{\rho d}{bl} = \frac{6}{5} \frac{\rho d}{A}.$$

A.2 Übertragungsmatrix der Streifenmembran und ihres quasistatischen Netzwerkmodells

Bild 3.1 auf Seite 16 zeigt den Querschnitt einer Streifenmembran, der mit einer Einzelkraft ausgelenkt wird. Damit das quasistatische Verhalten der Streifenmembran und des korrespondierenden Netzwerkmodells in allen N Systempunkten übereinstimmt, müssen die Übertragungsmatrizen der Streifenmembran \mathbf{n}^{SM} und des Netzwerkmodells \mathbf{n}^{NW} übereinstimmen.

Übertragungsmatrix der Streifenmembran \mathbf{n}^{SM}

Die Übertragungsmatrix \mathbf{n}^{SM} verknüpft die Auslenkung am i -ten Systempunkt der Streifenmembran mit der ursächlichen Einzelkraft, die am j -ten Systempunkt eingespeist wird:

$$\xi_i = n_{ij}^{\text{SM}} F_j \quad \text{mit} \quad i, j = 1 \dots N.$$

Die lineare Näherung der quasistatischen Nachgiebigkeit der Streifenmembran [40]

$$n(x) = \frac{\xi(x)}{F(x)} = n_{\text{max}} \left[1 - \left(\frac{x}{l/2} \right)^2 \right] \quad \text{mit} \quad n_{\text{max}} = \frac{l}{4Tbd} \quad (\text{A.1})$$

gilt bei kleinen Auslenkungen durch eine Einzelkraft, so dass die mechanische Spannung der Streifenmembran konstant bleibt. Gleichung A.1 dient zur Berechnung der Elemente in der Hauptdiagonale der Übertragungsmatrix n_{jj}^{SM} . Dazu wird die Querschnittskoordinate x durch $x_{\text{R}} = x + l/2$ substituiert, die ihren Koordinatenursprung am linken Rand der Streifenmembran besitzt. Damit geht die Gleichung A.1 in die folgende Form über:

$$n(x_{\text{R}}) = \frac{\xi(x_{\text{R}})}{F(x_{\text{R}})} = \frac{1}{F_T} \frac{x_{\text{R}}(l - x_{\text{R}})}{l} \quad \text{mit} \quad F_T = Tbd \quad x_{\text{R}} \in [0; l]. \quad (\text{A.2})$$

Die Nachgiebigkeiten auf der Hauptdiagonale der Übertragungsmatrix hängen laut Gleichung A.2 von den Membranlängen links und rechts der Krafteinsteisung ab. Sie werden durch Summen der Abstände der Systempunkte ausgedrückt:

$$n_{jj}^{\text{SM}} = \frac{1}{F_T} \frac{\sum_{k=1}^j \Delta x_k \sum_{k=j+1}^{N+1} \Delta x_k}{\sum_{k=1}^{N+1} \Delta x_k}. \quad (\text{A.3})$$

Die verbleibenden Elemente der Übertragungsmatrix werden aus den Nachgiebigkeiten der Hauptdiagonalelemente mit dem gleichen Index j der Krafteinspeisung berechnet. Sie sind jeweils um das Verhältnis der Auslenkungen zwischen dem Ablese- und dem Einspeiseort zu vermindern, das aus dem Strahlensatz folgt und wieder in Abhängigkeit der Abstände zwischen den Systempunkten beschrieben wird. Nach der relativen Lage dieser Orte am Membranquerschnitt sind zwei Fälle zu unterscheiden:

$$\begin{aligned}
 n_{ij}^{\text{SM}} &= \frac{n_{jj}^{\text{SM}} \sum_{k=1}^j \Delta x_k}{\sum_{k=1}^j \Delta x_k} = \frac{1}{F_T} \frac{\sum_{k=1}^j \Delta x_k \sum_{k=j+1}^{N+1} \Delta x_k}{\sum_{k=1}^{N+1} \Delta x_k} & i < j \\
 n_{ij}^{\text{SM}} &= \frac{n_{jj}^{\text{SM}} \sum_{k=i+1}^{N+1} \Delta x_k}{\sum_{k=j+1}^{N+1} \Delta x_k} = \frac{1}{F_T} \frac{\sum_{k=1}^j \Delta x_k \sum_{k=i+1}^{N+1} \Delta x_k}{\sum_{k=1}^{N+1} \Delta x_k} & i > j
 \end{aligned} \tag{A.4}$$

Übertragungsmatrix des quasistatischen Netzwerkmodells \mathbf{n}^{NW}

Die Übertragungsmatrix \mathbf{n}^{NW} verkoppelt die Schnelle am i -ten Systempunkt des quasistatischen Netzwerkmodells der Streifenmembran mit der ursächlichen Kraft, die am j -ten Systempunkt eingespeist wird:

$$v_i = j\omega n_{ij}^{\text{NW}} E_j \quad \text{mit} \quad i, j = 1 \dots N.$$

Die Elemente der Hauptdiagonale werden aus der Parallelschaltung der Nachgiebigkeiten berechnet, die sich rechts und links des Systempunktes der Krafteinspeisung befinden:

$$n_{jj}^{\text{NW}} = \frac{\sum_{k=1}^j \Delta n_k \sum_{k=j+1}^{N+1} \Delta n_k}{\sum_{k=1}^{N+1} \Delta n_k}. \tag{A.5}$$

Die verbleibenden Elemente der Übertragungsmatrix werden aus den Nachgiebigkeiten der Hauptdiagonalelemente mit dem gleichen Index j der Krafteinspeisung berechnet. Sie sind jeweils um das Verhältnis der Schnellen zwischen dem Ablese- und dem Einspeiseort zu vermindern, das nach der Spannungsteilerregel bestimmt und in Abhängigkeit der Abstände zwischen den Systempunkten beschrieben wird. Nach der relativen Lage dieser Orte am Membranquerschnitt sind zwei Fälle zu unterscheiden:

$$\begin{aligned}
 n_{ij}^{\text{NW}} &= \frac{n_{jj}^{\text{NW}} \sum_{k=1}^j \Delta n_k}{\sum_{k=1}^j \Delta n_k} = \frac{\sum_{k=1}^j \Delta n_k \sum_{k=j+1}^{N+1} \Delta n_k}{\sum_{k=1}^{N+1} \Delta n_k} & i < j \\
 n_{ij}^{\text{NW}} &= \frac{n_{jj}^{\text{NW}} \sum_{k=i+1}^{N+1} \Delta n_k}{\sum_{k=j+1}^{N+1} \Delta n_k} = \frac{\sum_{k=1}^j \Delta n_k \sum_{k=i+1}^{N+1} \Delta n_k}{\sum_{k=1}^{N+1} \Delta n_k} & i > j
 \end{aligned} \tag{A.6}$$

Identität der Übertragungsmatrizen

Die Gleichungen A.3 und A.5 der Hauptdiagonalelemente wie auch die Gleichungen A.4 und A.6 der übrigen Elemente stimmen in ihrer Struktur überein. Die einzige Bedingung an die Identität der Übertragungsmatrizen der Streifenmembran und des korrespondierenden quasistatischen Netzwerkmodells lautet:

$$n_{ij}^{\text{SM}} \equiv n_{ij}^{\text{NW}} \Leftrightarrow \Delta n_k = \frac{\Delta x_k}{F_T} \quad \text{mit} \quad F_T = T b d, \quad k = 1 \dots N + 1. \quad (\text{A.7})$$

Jede Nachgiebigkeit des quasistatischen Netzwerkmodells berechnet sich aus dem Quotient der Länge des korrespondierenden Abschnittes der Streifenmembran und ihrer konstanten Spannkraft.

A.3 Grenzübergang der Differenzengleichungen der gespannten Streifenplatte

Aus dem Querschnitt einer gespannten Streifenplatte gemäß Bild 3.5 auf Seite 19 wird ein Segment der Länge Δx entnommen. Gemeinsam mit dem zugehörigen finiten Netzwerkelement ist es in Bild A.2 dargestellt. Aus dem finiten Netzwerkelement, das das Verhalten der gespannten Streifenplatte bis einschließlich der ersten Resonanz beschreibt, werden die Differenzengleich-

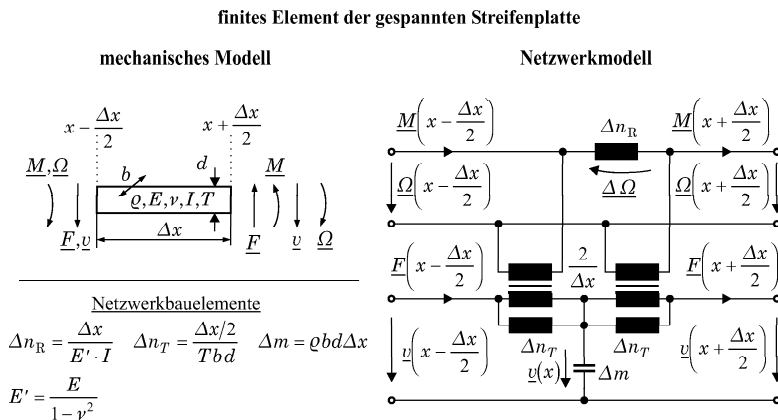


Bild A.2: Finites Element der gespannten Streifenplatte

chungen zwischen den Ein- und Ausgangstoren abgelesen:

$$\begin{aligned}
 \underline{\Omega} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{\Omega} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) &= j\omega \Delta n_R \left\{ \underline{M} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) - \left[\underline{F} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. - \left(\underline{v} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{v} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) \right) \frac{1}{j\omega 2\Delta n_T} \right] \frac{\Delta x}{2} \right\} \\
 \underline{M} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{M} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) &= \frac{\Delta x}{2} \left\{ \underline{F} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) + \underline{F} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) \right. \\
 &\quad \left. - 2 \left[\underline{v} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{v} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) \right] \frac{1}{j\omega 2\Delta n_T} \right\} \\
 \underline{v} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{v} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) &= - \left\{ \underline{\Omega} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) + \underline{\Omega} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) \right\} \frac{\Delta x}{2} \\
 \underline{F} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{F} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) &= j\omega \Delta m \underline{v}(x) .
 \end{aligned} \tag{A.8}$$

Die Differenz der Winkelgeschwindigkeit wird durch das Biegemoment bestimmt, welches die Rotationsnachgiebigkeit Δn_R durchfließt. Die in $\{\dots\}$ befindliche Bilanz des Biegemomentes geht vom Zufluss im linken Tor der Rotationsebene aus. Davon wird das aus der linken Querkraft resultierende Biegemoment abgezogen, in dem die Verkopplung zwischen der mechanischen Spannung und Biegesteifigkeit sichtbar ist. Die zweite Gleichung beschreibt die Änderung des Biegemomentes über dem finiten Element. Sie wird durch die Anteile der rechten und linken Querkraft bestimmt, die nicht durch die Wirkung der mechanischen Spannung kompensiert sind. Die Differenz der Schnelle zwischen dem linken und rechten Tor wird durch die Winkelgeschwindigkeit über dem finiten Element beschrieben. Schließlich beschreibt die vierte Gleichung die Differenz der Querkräfte, die sich in der Beschleunigung der Masse des finiten Elementes äußert.

Die Differenzengleichungen gemäß A.8 müssen bei ausschließlicher Betrachtung der Biegesteifigkeit bzw. der mechanischen Spannung nach dem Grenzübergang $\Delta x \rightarrow 0$ in die Differentialgleichung des Balkens bzw. der schwingenden Saite übergehen. Dazu werden alle Netzwerkbaulemente auf ihre Länge Δx normiert, was durch einen Strich ' an den Netzwerkbaulementen gekennzeichnet ist:

$$\begin{aligned}
 \frac{\underline{\Omega} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{\Omega} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right)}{\Delta x} &= -j\omega \Delta n'_R \left\{ \underline{M} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) - \left[\underline{F} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. + \frac{\underline{v} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{v} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right)}{\Delta x} \frac{1}{j\omega 2\Delta n'_T} \right] \frac{\Delta x}{2} \right\} \\
 \frac{\underline{M} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{M} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right)}{\Delta x} &+ \frac{\underline{v} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{v} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right)}{\Delta x} \frac{1}{j\omega 2\Delta n'_T} \\
 &= - \frac{\underline{F} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) + \underline{F} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right)}{2} \\
 \frac{\underline{v} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{v} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right)}{\Delta x} &= \frac{\underline{\Omega} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right) + \underline{\Omega} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right)}{2} \\
 \frac{\underline{F} \left(x + \frac{\Delta x}{2} \right) - \underline{F} \left(x - \frac{\Delta x}{2} \right)}{\Delta x} &= -j\omega \Delta m' \underline{v}(x) .
 \end{aligned} \tag{A.9}$$

Beim Grenzübergang der Differenzengleichungen gemäß A.9 werden alle mit Δx multiplizierten Summanden vernachlässigt. Somit entstehen folgende Differentialgleichungen aus den Differenzengleichungen der gespannten Streifenplatte:

$$\frac{d\Omega}{dx} = -j\omega\Delta n'_R \underline{M} = -j\omega \frac{1}{E'I} \underline{M} \quad (\text{A.10})$$

$$\frac{d\underline{M}}{dx} + \frac{dv}{dx} \frac{1}{j\omega 2\Delta n'_T} = \frac{d\underline{M}}{dx} + \frac{dv}{dx} \frac{Tbd}{j\omega} = -\underline{F} \quad (\text{A.11})$$

$$\frac{dv}{dx} = \underline{\Omega} \quad (\text{A.12})$$

$$\frac{d\underline{F}}{dx} = -j\omega\Delta m' \underline{v} = -j\omega \varrho b d \underline{v} . \quad (\text{A.13})$$

Vernachlässigung der mechanischen Spannung Vernachlässigt man die mechanische Spannung ($T \rightarrow 0$), so vereinfacht sich die Gleichung A.11 und wird unabhängig von der Ableitung der Schnelle. Ersetzt man in Gleichung A.13 die Ableitung der Kraft mit Hilfe der einmal abgeleiteten Gleichung A.11, so folgt ein Zusammenhang zwischen Schnelle und Biegemoment. Die zweite Ableitung des Biegemomentes wird durch die Winkelgeschwindigkeit nach zweimaliger Ableitung von Gleichung A.10 substituiert. Schließlich ersetzt man die dritte Ableitung der Winkelgeschwindigkeit durch die Schnelle nach dreimaliger Ableitung von Gleichung A.12. Wenn die Breite der Streifenplatte klein gegenüber ihrer Länge zwischen den Einspannungen gewählt wird ($E' \rightarrow E$), so entsteht damit die Differentialgleichung des Balkens [19], wie sie in Gleichung A.14 dargestellt ist:

$$\frac{d^4 v}{dx^4} - \omega^2 \frac{\varrho b d}{EI} v = 0 . \quad (\text{A.14})$$

Vernachlässigung der Biegesteifigkeit Geht man von einem vernachlässigbaren Flächenträgheitsmoment aus ($I \rightarrow 0$), so ist die Streifenplatte beliebig biegsam und kann als Membran angesehen werden. Aus Gleichung A.10 ist ersichtlich, dass dann jede Winkelgeschwindigkeit unabhängig vom Biegemoment eingestellt werden kann. Damit erübrigt sich die Betrachtung der Gleichung A.12. Außerdem kann in Gleichung A.11 der Einfluss des Biegemomentes vernachlässigt werden, womit ein Zusammenhang zwischen der Ableitung der Schnelle und der Kraft entsteht. Nach dessen Ableitung und dem Einsetzen in Gleichung A.13 entsteht die Differentialgleichung der schwingenden Saite, wie sie in [17] abgeleitet wurde:

$$\frac{d^2 v}{dx^2} + \omega^2 \frac{\varrho}{T} v = 0 . \quad (\text{A.15})$$

Schlussfolgerung Da aus dem finiten Netzwerkelement der gespannten Streifenplatte bei Vernachlässigung der mechanischen Spannung die Differentialgleichung des Balkens (Gleichung A.14) und bei Vernachlässigung der Biegesteifigkeit die Differentialgleichung der schwingenden Saite (Gleichung A.15) entsteht, liefert das Netzwerkelement für beide genannten Grenzfälle eine richtige Abbildung des dynamischen Verhaltens der gespannten Streifenplatte.

B Spezielle Werkstoffdaten

B.1 Luft

Die thermodynamischen Eigenschaften von Luft, die zur Berechnung der Verluste durch Wärmeleitung und der klassischen Luftdämpfung benötigt werden, sind in Tafel B.1 zusammengestellt.

B.2 PVDF

B.2.1 PVDF-Werkstoffdaten verschiedener Anbieter

Wichtige mechanische und elektrische Werkstoffparameter des piezoelektrischen Folienwerkstoffes PVDF sind in Tafel B.2 zusammengestellt. Darüber hinaus wird in [24] eine Durchschlagfeldstärke von 25 kV/mm genannt. Deshalb wird bei der Optimierung der PVDF-Folienwandler von einer Feldstärke von 20 kV/mm ausgegangen, die damit sicher unter allen aufgefundenen Angaben der Durchschlagfeldstärke von PVDF liegt.

Die Werkstoffkenngrößen der Elektroden auf den experimentell untersuchten PVDF-Folien des Herstellers „Piezotech“ sind einschließlich ihrer Toleranzen in Tafel B.3 aufgeführt. Jede der geschichteten Elektroden kann bezüglich ihrer mechanischen Wirkung näherungsweise zu je einer resultierenden Aluminiumelektrode der Dicke von 120 nm zusammengefasst werden.

Weitere piezoelektrische Konstanten von PVDF-Folie wurden aus [57] entnommen und sind für eine Betriebsfrequenz um 100 kHz in der Tafel B.4 zusammengestellt. Allein die dielektrischen Verluste verursachen einen Verlustfaktor von 8,1 %. Die dominanten mechanischen Verluste treten bei den untersuchten PVDF-Folienwandlern in Richtung 1 ihres Querschnittes auf. Bei der Berücksichtigung der mechanischen und der dielektrischen Verluste bei der Betriebsfrequenz von 100 kHz wird deshalb von einem Verlustfaktor von 0,1 ausgegangen.

B.2.2 Zugversuch mit gerecktem PVDF

Das Elastizitätsmodul der PVDF-Folie ist für die Simulation des Übertragungsverhaltens der PVDF-Folienwandler von entscheidender Bedeutung, da es die statische Durchbiegungsfunktion determiniert. Da die in der Tafel B.2 gesammelten Werkstoffdaten von PVDF verschiedener Anbieter stark voneinander abweichen, wurde das Elastizitätsmodul an der TU Dresden mit Hilfe eines Zugversuches bestimmt. Außerdem liegt vom Hersteller „Piezotech“, dessen Folie bei den eigenen Versuchen zum Einsatz kommt, keine Angabe zum Elastizitätsmodul vor. Von der PVDF-Folie wurden die Elektroden durch Ätzen entfernt. Bild B.1 zeigt das Spannungs-Dehnungs-Diagramm eines schmalen Folienstreifens, der in seiner Reckrichtung mit einer Zugkraft belastet ist. Das statisch wirksame Elastizitätsmodul berechnet sich aus dem Quotienten der mechanischen Spannung und der korrespondierenden Dehnung, wobei von der interpolierten Spannungs-Dehnungs-Relation ausgegangen wird. Der Folienstreifen wurde mit jeder

Tafel B.1: Thermodynamische Größen von Luft bei einer Temperatur von 20°C [17]

Größe	$c/(m/s)$	$\rho/(kg/m^3)$	$\lambda/(mW/(K \cdot m))$	$c_p/(kJ/(kg \cdot K))$	κ	$\eta/(Ns/m^2)$
Wert	343	1.2	26.2	1.007	1.4	$1.85 \cdot 10^{-5}$

Tafel B.2: PVDF-Werkstoffdaten verschiedener Anbieter

Hersteller		1) Kern	2) Good-	3) Piezo-	4) Elpac
Größe	Einheit	GmbH	fellow	tech	
Mechanische Eigenschaften					
Dichte	kg/m ³	1780	1760	1780	1780
Zugfestigkeit	MPa	40	25...60		43...50
Reißdehnung	%	20	50		12...100
Elastizitätsmodul	GPa	2.5	1.0...3.0		2.0...2.9
Elektrische Eigenschaften ($f \in [50 \text{ Hz}; 1 \text{ MHz}]$, Dicke 1 mm)					
Durchschlagfestigkeit	kV/mm	40			40
Dielektrizitätskonstante		[8.4; 6.4]	8.4	11	[8.5; 7.6]
dielekt. Verlustfaktor		[0.05; 0.17]			[0.04; 0.18]
Piezokonstante d_{31}	pC/N		18...20	16	
Thermische Eigenschaften					
Wärmeleitfähigkeit	W/(K·m)	0.19	0.10...0.25		0.19
Längenausdehnung	10 ⁻⁶ /K	130	80...140		
Web-Adressen der Hersteller	1) www.kern-gmbh.de/cgi-bin/riweta.cgi?nr=1651&lng=1 2) www.goodfellow.com 3) www.piezotech.fr 4) www.elpac.de				

Tafel B.3: Angaben des Herstellers „Piezotech“ über die Elektroden der PVDF-Folie; Wärmeleitfähigkeit λ aus [4]

Werkstoff	Dicke/nm	Dichte/(kg/m ³)	E-Modul/GPa	λ /(W/(K·m))
Aluminium	80 ± 100%	2700	72	209
Chrom	15 ± 30%	7190	190	93

Kraftstufe 4 Stunden lang belastet. Bis zu einer mechanischen Spannung der Folie von 12 MPa bleibt die Dehnung über die Zeit der Belastung nahezu konstant. Bei höheren mechanischen Spannungen beginnt das Kriechen bzw. Fließen des Folienwerkstoffes, so dass kein reversibler Spannungs-Dehnungs-Zusammenhang mehr besteht. Bis zu einer mechanischen Spannung der Folie von 12 MPa folgt aus dem Experiment ein statischer Elastizitätsmodul in Reckrichtung von 3.5 GPa. Er stimmt sehr genau mit der korrespondierenden Konstante $\Re\{c_{11}^D\}$ aus Tafel B.4 überein.

B.2.3 PVDF-Werkstoffdaten im Simulationsprogramm

In den Simulationsrechnungen, die zur Bestimmung der optimalen Wandlerkonfiguration im Abschnitt 5.2 dienen, wird von den Werkstoffdaten der PVDF-Folie des Herstellers Piezotech aus Tafel B.2 ausgegangen. Da keine Angabe zum Elastizitätsmodul dieser Folie vorliegt, wird der Mittelwert von 3.0 GPa aller aufgeführten Hersteller und der experimentellen Ergebnisse benutzt. Wegen der sehr großen Toleranz der Dicke der Folienelektroden werden sie in der Simulationsrechnung vernachlässigt.

Zum Vergleich der eigenen experimentell untersuchten PVDF-Folienwandler mit den kor-

Tafel B.4: Werkstoffkonstanten von uniaxialer, gepolter und gereckter PVDF-Folie [57] bei 100 kHz (z.T. interpoliert), hergestellt von Raytheon Research Division (Lexington, MA), Länge 50 mm (entspricht Reckrichtung mit Index 1), Dicke 0.53 mm (Richtung 3), c_{11}^D mit mehrlagiger Folie gemessen

	$c_{11}^D / (\text{GPa})$	$c_{33}^D / (\text{GPa})$	$c_{44}^D / (\text{GPa})$	$c_{55}^D / (\text{GPa})$	$\varepsilon_{33}^T / \varepsilon_0$
$\Re\{\}$	3.60	1.605	0.5445	0.581	7.67
$\Im\{\}$	0.10	0.121	0.024	0.020	0.62
$\Im\{\} / \Re\{\} / \%$	2.8	7.5	4.4	3.4	8.1

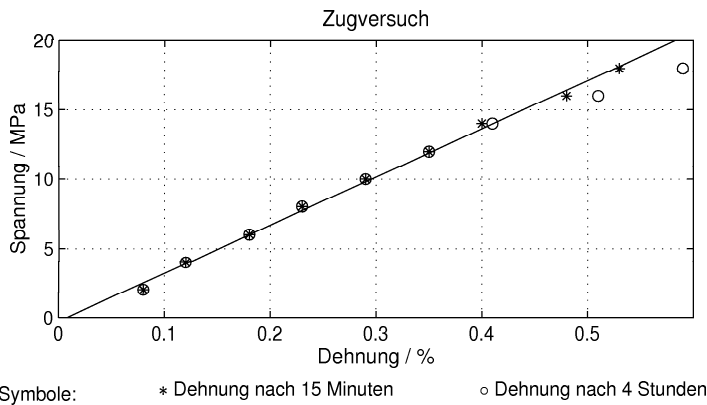


Bild B.1: Zugversuch in Reckrichtung an einer schmalen PVDF-Folie ohne Elektroden (Einspannlänge 100 mm, Breite 10 mm, Dicke 25 μm)

respondierenden Simulationsrechnungen aus dem Abschnitt 9 wird von dem messtechnisch ermittelten Elastizitätsmodul der verwendeten PVDF-Folie von 3.5 GPa ausgegangen und die Folienelektroden gemäß Tafel B.3 in die Berechnungen einbezogen.

In beiden Fällen fließt eine Poissonzahl der PVDF-Folie von 0.3 und ein frequenzunabhängiger Verlustfaktor der Folie von 0.1 in die Berechnungen ein. Die antreibende Feldstärke wird mit 20 kV/mm dicht unterhalb der Durchschlagfeldstärke des Werkstoffes gewählt.

C Gegenüberstellung von ANSYS- und Netzwerkberechnungen

In den Tafeln C.1 bis C.4 sind charakteristische Parameter verschiedener Konfigurationen der PVDF-Folienwandler aus der ANSYS- und Netzwerksimulation gegenübergestellt. Dazu gehören die statische Durchbiegung in der Mitte zwischen zwei benachbarten Stegen, die Resonanzfrequenz und die mechanische Spannung der PVDF-Folie. Der Aufbau der untersuchten PVDF-Folienwandler ist in Bild 5.2 auf Seite 46 dargestellt.

C.1 PVDF-Folie ohne Elektroden

In Tafel C.1 sind für je zwei Foliendicken und zwei Stegabstände die statische Durchbiegung, die Resonanzfrequenz und die mechanische Spannung der Folie notiert, wobei die PVDF-Folie keine mechanische Vorspannung besitzt. Die gleiche Anordnung der Wandlerparameter findet man in Tafel C.2, wobei von einer mechanischen Vorspannung der Folie von 20 MPa ausgegangen wurde.

In Tafel C.3 wird neben der Foliendicke auch der statische Differenzdruck variiert und von einer mechanischen Vorspannung der PVDF-Folie von 5 MPa ausgegangen.

Die sehr gute Übereinstimmung zwischen der ANSYS- und Netzwerksimulation ist in diesen Tafeln erkennbar.

C.2 PVDF-Folie mit Elektroden

In Tafel C.4 wurde die Wirkung von 2 μm dicken Aluminiumelektroden in die Berechnungen der Durchbiegungsfunktion und der Resonanzfrequenz einbezogen. Auch hier bestätigt der Vergleich der Simulationsergebnisse die Übereinstimmung der beiden unabhängigen Rechenverfahren.

D Mikrofonfrequenzgang

Die meisten akustischen Messungen wurden mit einem B&K-1/4-Zoll-Mikrofon 4135 durchgeführt, dessen Frequenzgang in Bild D.1 dargestellt ist. Der Freifeldfrequenzgang ohne Schutzkappe, der der obersten Kurve des Diagramms entspricht, wurde zur Bewertung der gemessenen Schalldrücke herangezogen.

Tafel C.1: ANSYS- und Netzwerksimulation von PVDF-Folienwandlern ohne mechanische Vorspannung mit einer Stegbreite von 0.2 mm und einem statischen Differenzdruck von 100 kPa

Parameter	Foliendicke/ μm	Stegabstand/mm			
		1.0		2.0	
		ANSYS	SPICE	ANSYS	SPICE
max. Durchbiegung/ μm	25	35.73	35.36	111.4	110.73
Resonanzfrequenz/kHz		66.97	67.00	41.89	41.80
mech. Spannung/MPa		8.50	8.48	19.5	19.69
max. Durchbiegung/ μm	50	12.21	11.83	79.99	79.19
Resonanzfrequenz/kHz		56.80	57.60	31.96	32.00
mech. Spannung/MPa		0.95	0.93	9.45	9.46

Tafel C.2: ANSYS- und Netzwerksimulation von PVDF-Folienwandlern mit 20 MPa mechanischer Vorspannung, einer Stegbreite von 0.2 mm und einem statischen Differenzdruck von 100 kPa

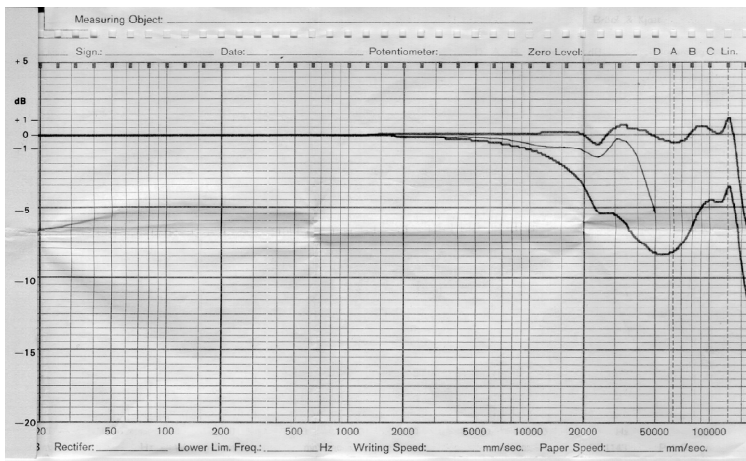
Parameter	Foliendicke/ μm	Stegabstand/mm			
		1.0		2.0	
		ANSYS	SPICE	ANSYS	SPICE
max. Durchbiegung/ μm	25	17.86	17.35	77.38	75.82
Resonanzfrequenz/kHz		67.55	68.00	38.01	38.00
mech. Spannung/MPa		22.08	22.09	29.3	29.33
max. Durchbiegung/ μm	50	6.24	5.96	42.42	41.26
Resonanzfrequenz/kHz		76.10	77.40	31.62	31.80
mech. Spannung/MPa		20.19	20.24	22.62	22.64

Tafel C.3: ANSYS- und Netzwerksimulation von PVDF-Folienwandlern mit 5 MPa mechanischer Vorspannung, einer Stegbreite von 0.2 mm und einem Stegabstand von 1.0 mm

Parameter	Foliendicke/ μm	statischer Differenzdruck/kPa			
		10		100	
		ANSYS	SPICE	ANSYS	SPICE
max. Durchbiegung/ μm	10	15.74	15.60	50.60	50.10
Resonanzfrequenz/kHz		40.23	40.20	91.90	91.40
mech. Spannung/MPa			6.71	22.80	22.93
max. Durchbiegung/ μm	25	4.79	4.72	30.06	29.65
Resonanzfrequenz/kHz		39.30	39.40	64.40	64.40
mech. Spannung/MPa			5.15		11.00

Tafel C.4: ANSYS- und Netzwerksimulation von PVDF-Folienwandlern ohne mechanische Vorspannung mit einer Stegbreite von 0.2 mm, einem statischen Differenzdruck von 100 kPa und einer Dicke der Folienelektroden aus Aluminium von 2 μm

Parameter	Foliendicke/ μm	Stegabstand/mm			
		1.0		2.0	
		ANSYS	SPICE	ANSYS	SPICE
max. Durchbiegung/ μm	25	Elektroden beidseitig			
		7.35	6.98	48.34	47.88
		91.00	93.00	48.62	48.60
max. Durchbiegung/ μm	27	Elektrode nur oberseitig			
		18.57	18.34		
		69.74	70.00		



Übertragungsfaktor: 3.35 mV/Pa (ohne Schutzkappe)

Bild D.1: Frequenzgang des Messmikrofons B&K 4135 (Seriennummer: 739703)

Verzeichnis der Formelzeichen und Symbole

A	...	Fläche der Streifenmembran/-platte
α	...	Dämpfungskoeffizient der Luft
b	...	Breite der Streifenmembran/-platte
β	...	Nichtlinearitätsparameter der Luft
c	...	Schallgeschwindigkeit der Luft
C	...	Kapazität
c_p	...	spezifische Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck
d	...	Dicke der Streifenmembran/-platte
D	...	elektrische Verschiebungsflussdichte
ΔA	...	Fläche eines Segmentes der Streifenmembran/-platte
Δm	...	finite Masse
Δn_T	...	finite Nachgiebigkeit determiniert durch die mechanische Spannung
Δn_E	...	finite Nachgiebigkeit determiniert durch die lineare Spannungs-Dehnungs-Relation
Δn_R	...	finite Rotationsnachgiebigkeit determiniert durch die Biegesteifigkeit
$\frac{\Delta \Omega}{\Delta x}$...	Winkelgeschwindigkeit über einem Segment der Streifenplatte
Δx	...	Länge eines Segmentes der Streifenmembran/-platte
E	...	Elastizitätsmodul
E'	...	Elastizitätsmodul der breiten Streifenmembran/-platte
E_L	...	elektrische Feldstärke im eingeschlossenen Luftvolumen
$E_{L,D}$...	Durchschlagfeldstärke des eingeschlossenen Luftvolumens
E_F	...	elektrische Feldstärke im Folienwerkstoff
ε_r	...	relative Dielektrizitätskonstante des Folienwerkstoffes
η	...	Viskosität der Luft
f	...	Frequenz
f_0	...	Resonanzfrequenz
\underline{F}	...	harmonische Kraft am Querschnitt der Streifenmembran/-platte
\underline{F}_L	...	harmonische Längskraft an einem Segment der Streifenplatte
\underline{F}_Q	...	harmonische Querkraft an einem Segment der Streifenplatte
\underline{F}_{SM}	...	harmonische Kraft zwischen den Stegoberflächen und der Membran
F_T	...	Kraft zur Erzeugung einer mechanischen Spannung
γ	...	Verhältnis der Amplitude der Wechsellspannung zur Gleichspannung
φ	...	Phasenwinkel
h	...	Steghöhe der Streifenmembran/-platte
h_{\min}	...	Steghöhe einer ausschließlich luftsteifen Streifenmembran
\underline{H}_K	...	mechanisch-akustischer Übertragungsfaktor
I	...	Flächenträgheitsmoment der Streifenplatte
\underline{I}	...	durch die Impedanz der Streifenmembran bewertetes Kraftverhältnis
k	...	Wellenzahl
κ	...	Adiabatenkoeffizient der Luft
l	...	Stegabstand der Streifenmembran/-platte
l_S	...	Stegbreite der Streifenmembran/-platte

l_{SM}	...	freischwingende Membranlänge über den Steg oberseits von der Stegkante bis zum ersten Auflagepunkt der Membran
λ	...	Wärmeleitfähigkeit der Luft
M	...	Anzahl der virtuellen Betrachtungsebenen auf dem Ausbreitungsweg der Schallwelle vom Schallsender zum Mikrofon-Messpunkt
\underline{M}	...	Drehmoment
$M_{a,M}$...	akustische Masse der Streifenmembran
N	...	Anzahl der Segmente der Streifenmembran/-platte zwischen den Stegen (Anzahl der Elemente des Vektors der Schnelle im Abschnitt 6)
$N_{a,M}$...	akustische Nachgiebigkeit der Streifenmembran
$N_{a,V}$...	akustische Nachgiebigkeit des eingeschlossenen Luftvolumens
ν	...	Poissonzahl der Streifenplatte
ω	...	Kreisfrequenz
$\underline{\Omega}$...	Winkelgeschwindigkeit
\underline{p}	...	Schalldruck
p_0	...	statischer Luftdruck
q	...	Schallfluss
\bar{Q}	...	Güte
R	...	Radius des Schallsenders
ρ	...	Dichte der Luft
ϱ	...	Dichte der Streifenmembran/-platte
U	...	elektrische Spannung
T	...	mechanische Spannung der Streifenmembran/-platte
\underline{v}	...	Schnelle bzw. Schallschnelle
\underline{v}_K	...	Kolbenschnelle
$\underline{v}_{x=0}$...	Schnelle in der Mitte der Streifenmembran/-platte
x	...	Koordinate entlang des Querschnittes der Streifenmembran/-platte
ξ	...	Auslenkung
z	...	Abstand vor dem Schallsender auf dessen Hauptachse
$Z_{a,SF}$...	akustische Impedanz des Schallfeldes
$Z_{a,V}$...	akustische Impedanz des eingeschlossenen Luftvolumens
$Z_{m,x=0}$...	mechanische Impedanz in der Mitte der Streifenmembran

INDIZES DER SEGMENTE ENTLANG DES QUERSCHNITTES DER STREIFENMEMBRAN/-PLATTE

k	...	bei beliebiger Diskretisierung des Querschnittes
i	...	bei der Diskretisierung zu symmetrischen finiten Elementen

KENNZEICHNUNG FÜR KOMPONENTEN ELEKTRISCHER FELDGRÖSSEN

n	...	Normalkomponente
t	...	Tangentialkomponente

KENNZEICHNUNG DES ELEKTRISCHEN FELDES UND DES KRAFTFELDES

hom	...	homogen
inh	...	inhomogen

KENNZEICHNUNG VON EXTREMA

min	...	minimal
max	...	maximal

Literatur

- [1] Anderson, M. J.; Dogan, N. S.; Hill, J. A.; Fortunko, C. M.; Moore, R. D.: Broadband electrostatic transducers: Modelling and experiments. *Journal of the Acoustical Society of America* 97 (1) January 1995
- [2] Babič, M.: A 200-kHz Ultrasonic Transducer Coupled to the Air with a Radiating Membrane. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol. 38, No. 3, May 1991
- [3] Bashford, A. G.; Hutchins, D. A.; Schindel, D. W.: Radiated fields of an air-coupled ultrasonic capacitive transducer. *Ultrasonics* 34, 1996
- [4] Blanke, W.: *Thermodynamische Stoffgrößen*. Springer Verlag 1989
- [5] Calmes, S.; Degertekin, F. L.; Hansen, S.; Jin, X. C.; Khuri-Yakub, B. T.; Zhang, X. J.: Silicon Micromachined Ultrasonic Transducers. *IEEE Ultrasonics Symposium* 1998
- [6] Capineri, L.; Fiorillo, A. S.; Masotti, L.; Rocchi, S.: Piezo-Polymer Transducers for Ultrasonic Imaging in Air. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol. 44, No. 1, January 1997
- [7] Carr, H. J.: *Electrostatic transducers for airborne ultrasonics*. University of Nottingham, 1989
- [8] Cicco, G. de; Morten, B.; Prudenziati, M.: A New Ultrasonic Composite Transducer Implemented with Thick Film Technology. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol. 44, No. 5, September 1997
- [9] Cochran, A.; Reynolds, P.; Hayward, G.: Multilayer Piezocomposite Transducers for Applications of Low Frequency Ultrasound. *IEEE Ultrasonics Symposium* 1997
- [10] Croft, J.J.; Norris, J.O.: *Theory, History and the Advancement of Parametric Loudspeakers*. American Technology Corporation 2002
- [11] Fiorillo, A. S.: Layered PVDF Transducers for In-Air US Applications. *IEEE Ultrasonics Symposium* 1993
- [12] Fletcher, N. H.; Thwaites, S.: Multi-horn matching plate for ultrasonic transducers. *Ultrasonics*, vol. 30, no. 2, 1992
- [13] Grandia, W. A.; Hutchins, D. A.; Schindel, D. W.: Capacitive and piezoelectric air-coupled transducers for resonant ultrasonic inspection. *Ultrasonics* 34, 1996
- [14] Gallego-Juarez, J.A.: *Macrosonics: Phenomena, Transducers, Applications*. Forum Acusticum, Sevilla/Spain, 16-20 September 2002
- [15] Gallego-Juarez, J.A.; Gaete-Garretón, L.: Propagation of finite-amplitude ultrasonic waves in air – I. Spherically diverging waves in the free field. *Journal of the Acoustical Society of America* 73 (3), March 1983

- [16] Gorelik, V.: Hocheffektive breitbandige Ultraschallsender. Fortschritte der Akustik, DAGA 2003, Aachen
- [17] Kinsler, L. E.; Frey, A. R.; Coppens, A. B.; Sanders, J. V.: Fundamentals of Acoustics. John Wiley & Sons, Inc. 2000; 4th edition
- [18] Kielczynski, J. P.; Pajewski, W.: Analysis of temperature fields in ultrasonic transducers of high power. Sensors and Actuators A 36, 1993
- [19] Hagedorn, P.: Technische Schwingungslehre, Band II, Lineare Schwingungen kontinuierlicher Systeme. Springer Verlag 1989
- [20] Haller, M. I.; Khuri-Yakub, B. T.: Micromachined Ultrasonic Materials. IEEE Ultrasonics Symposium, 1991
- [21] Haller, M. I.; Khuri-Yakub, B. T.: 1-3 Composites for Ultrasonic Air Transducers. IEEE Ultrasonics Symposium, 1992
- [22] Haller, M. I.; Khuri-Yakub, B. T.: A Surface Micromachined Electrostatic Ultrasonic Air Transducer. IEEE Ultrasonics Symposium 1994
- [23] Haller, M. I.; Khuri-Yakub, B. T.: A Surface Micromachined Electrostatic Ultrasonic Air Transducer. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 43, No. 1, 1996
- [24] Hellerich, W.; Harsch; Haenle.: Werkstoff-Führer Kunststoffe. Carl Hanser Verlag München Wien; 7. Auflage 1996
- [25] Hayward, G.; Gachagan, A.; Hamilton, R.; Hutchins, D. A.; Wright, W. M. D.: Ceramic-epoxy composite transducers for non-contacting ultrasonic applications. SPIE vol. 1733, 1992
- [26] Hayward, G.; Gachagan, A.: An evaluation of connectivity composite transducers for air-coupled ultrasonic applications. Journal of the Acoustical Society of America 99 (4), Pt. 1, April 1996
- [27] Hietanen, J.; Oksanen, M.; Varis, J.; Wu, J.: Quantitative theory for V-groove capacitive transmitting transducers. Ultrasonics 35, 1997
- [28] Hietanen, J.; Stor-Pellinen, J.; Luukkala, M.; Mattila, P.; Tsuzuki, F.; Sasaki, K.: A Helmholtz resonator model for an electrostatic ultrasonic air transducer with a V-grooved back-plate. Sensors and Actuators A 39, 1993
- [29] Hirose, S.; Takahashi, S.; Aoyagi, M.; Tomikawa, Y.: Dielectric Loss in a Piezoelectric Ceramic Transducer under High-Power Operation; Increase of Dielectric Loss and Its Influence on Transducer Efficiency. Japanese Journal of Applied Physics, vol. 32, 1993, part 1, no. 5b, May 1993
- [30] Hirose, S.; Takahashi, S.; Aoyagi, M.; Tomikawa, Y.: High-Power Characteristics of Piezoelectric Materials. IEEE Ultrasonics Symposium, 1995

- [31] Hutchins, D. A.; Sayer, M.; Schindel, D. W., Zou, L.: The Design and Characterization of Micromachined Air-Coupled Capacitive Transducers. *IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control*, Vol. 42, No. 1, January 1995
- [32] Hutchins, D. A.; Schindel, D. W.; Wright, W. D. M.: Studies of laser-generated ultrasound using a micromachined silicon electrostatic transducer in air. *Journal of Acoustical Society of America* 95 (4) May 1994
- [33] Jin, X.; Ladabaum, I.; Khuri-Yakub, B. T.: The Microfabrication of Capacitive Ultrasonic Transducers. *Journal of Microelectromechanical Systems* Vol. 7 No. 3 September 1998
- [34] Kaduchak, G.; Sinha, D. N.; Lizon, D. C.; Kelecher, M. J.: A non-contact technique for evaluation of elastic structures at large stand-off distances: applications to classification of fluids in steel vessels. *Ultrasonics* 37, 2000
- [35] Khuri-Yakub, B. T.; Kim, J. H.; Chou, C.-H.; Parent, P.; Kino, G. S.: A new design for air transducers. *IEEE Ultrasonics Symposium*, 1988
- [36] Kressmann, R.: New piezoelectric polymer for air-borne and water-borne sound transducers. *Journal of the Acoustical Society of America* 109 (4), April 2001
- [37] Kroemer, N.: Untersuchungen an Luftultraschallwandlern mit gewölbter piezoelektrischer Polymerfolie. Dissertation an der TU Chemnitz 1990
- [38] Kuttruff, H.: Physik und Technik des Ultraschalls. S. Hirzel Verlag Stuttgart 1988
- [39] Ladabaum, I.; Khuri-Yakub, B. T.; Spoliansky, D.; Haller, M. I.: Micromachined Ultrasonic Transducers (MUTs). *IEEE Ultrasonic Symposium* 1995
- [40] Lenk, A.: Elektromechanische Systeme Band II. Verlag Technik Berlin 1974, 2. Auflage
- [41] Lenk, A.; Pfeifer, G.; Werthschützky, R.: Elektromechanische Systeme. Springer Verlag 2001
- [42] Leschka, S.; Pfeifer, G.: Resonanter kapazitiver Wandler - Dimensionierung mit Netzwerkmethoden. *Fortschritte der Akustik*, Hamburg, 2001
- [43] Leschka, S.: Resonante kapazitive Ultraschallwandler mit leitenden und isolierenden Stegen. *Fortschritte der Akustik*, Bochum, 2002
- [44] Leschka, S.; Pfeifer, G.: Resonante piezoelektrische Folienwandler - eine Dimensionierung mit Netzwerkmethoden. *Fortschritte der Akustik*, Aachen, 2003
- [45] Leschka, S.; Pfeifer, G.: Resonant air-coupled capacitive transducers with transmitting and isolating rails on the backplate. *Forum Acusticum*, Sevilla, 16-20 September 2002
- [46] Leschka, S.; Pfeifer, G.: Resonant air-coupled piezoelectric film transducers - a design using network methods. *Tenth International Congress on Sound and Vibration*, Stockholm, 7-10 July 2003

- [47] Lunze, K.: Einführung in die Elektrotechnik. Verlag Technik GmbH Berlin 1991
- [48] Manthey, W.; Kroemer, N.; Magori, V.: Ultrasonic transducers and transducer arrays for applications in air. Measurement, Science and Technology 3, 1992
- [49] Mattila, P.; Tsuzuki, F.; Väättäjä, H.; Sasaki, K.: Electroacoustic Model for Electrostatic Ultrasonic Transducers with V-Grooved Backplates. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 42, No. 1, January 1995
- [50] Merhaut, J.: A Contribution to the Theory of Electroacoustic Transducers Based on Electrostatic Principle. Acustica, vol. 19, 1967/68
- [51] Mitra, R.: On the Performance Characterization of Ultrasonic Air Transducers with Radiating Membranes. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 43, No. 5, September 1996
- [52] Möckl, T.; Magori, V.; Eccardt, C.: Sandwich-layer Transducer – a Versatile Design for Ultrasonic Transducers Operating in Air. Sensors and Actuators, A21-A23, 1990
- [53] Nagel, M.; Nagel, J. H.: Bioeffects and safety of low frequency ultrasound. The First Joint BMES/EMES Conference Serving Humanity, Advancing Technology, October 1999, Atlanta, GA, USA
- [54] Pajewski, W.; Szalewski, M.: Ultrasonic transducer radiating into the air in the frequency range 50-250 kHz. Archives of acoustics 17, 1992
- [55] Pompei, F. J.: The Use of Airborne Ultrasonics for Generating Audible Sound Beams. Journal of the Audio Engineering Society, vol. 47, no. 9, September 1999
- [56] Rafiq, M.; Wykes, C.: The performance of capacitive ultrasonic transducers using v-grooved backplates. Measurement, Science and Technology; Vol. 2, 1991
- [57] Roh, Y.; Varadan, V. V.; Varadan, V. K.: Characterization of All the Elastic, Dielectric and Piezoelectric Constants of Uniaxially Oriented Poled PVDF Film. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 49, No. 6, June 2002
- [58] Sanchez, S.; Espinosa, F. R. M. de; Lamberti, N.: Multifrequency piezoelectric composites: one-dimensional modeling. Ultrasonics 37, 1999
- [59] Sayer, M.; Sun, L.; Schindel, D. W., Zou, L.: Modeling and Optimization of Micromachined Air-Coupled Capacitive Transducers. IEEE Ultrasonic Symposium 1997
- [60] Sessler, G. M.: Piezoelectricity in polyvinylidene fluoride. Journal of the Acoustical Society of America 70 (6), December 1981
- [61] Stor-Pellinen, J.; Oksanen, M.; Vuohelainen, R.; Rantala, J.; Hartikainen, J.; Luukkala, M.: Photoacoustic inspection of matching layers of ultrasonic air-coupled transducers. IEEE Ultrasonics Symposium, 1989
- [62] Taschenbuch Akustik. Verlag Technik Berlin 1984, 1. Auflage

- [63] Toda, M.: Phase-Matched Air Ultrasonic Transducers Using Corrugated PVDF Film with Half Wavelength Depth. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 48, No. 6, November 2001
- [64] Vogel, H.: Gerthsen Physik. Springer Verlag 1995; 18. Auflage
- [65] Wang, H.; Toda, M.: Curved PVDF Airborne Transducer. IEEE Transactions on Ultrasonics, Ferroelectrics and Frequency Control, Vol. 46, No. 6, November 1999
- [66] Weigu, D.: Self-Demodulation of Acoustic Waves in Air. Tenth International Congress on Sound and Vibration, 7-10 July 2003, Stockholm
- [67] Wunsch, G.: Feldtheorie, Band 2. Verlag Technik Berlin 1973, 2. Auflage